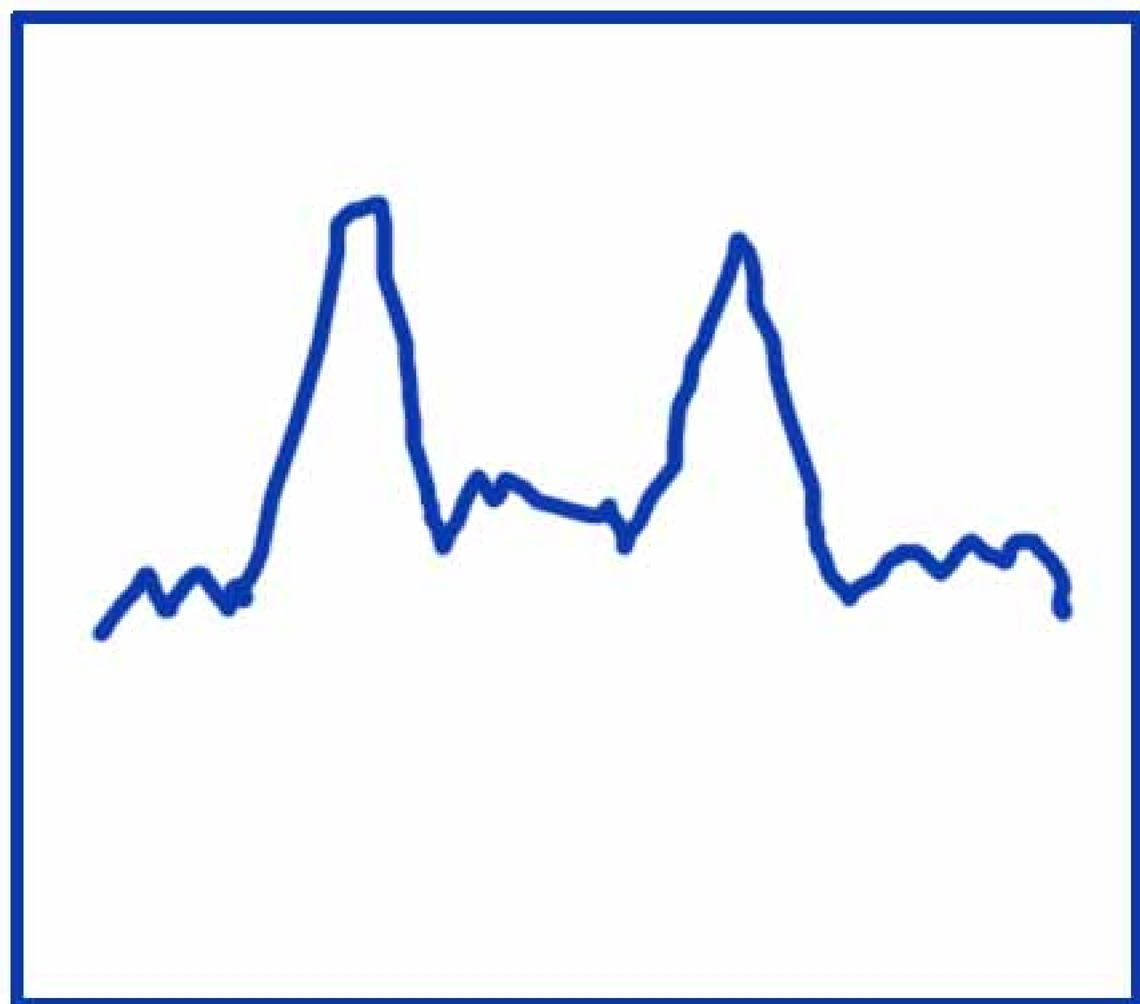


核电子学

（上 下册）

王经瑾 等著

原子能出版社

前　言

我校编写的，1978年由原子能出版社出版的《射线仪器电子学》，侧重于介绍射线仪器的原理和电路。为了满足新的教学要求，我们根据1978年9月在青岛召开的原子能专业理科教材会议上审议的大纲草案，编写了这本《核电子学》，比较系统地介绍了近代核电子学的信号分析理论、信号处理和数据处理方法。

鉴于核电子仪器迅速发展，不断更新，本书着重于阐明核电子学赖以发展的基本理论和近代核电子仪器的一般设计原理，而不广集具体电路。由于大多数核电子仪器已按插件化国际标准大量生产，实验核物理专业的学生应着重学习如何正确选用标准插件组成所需的测量系统。所以本书只着重说明典型核电子仪器的功能和特性，而不深究内部细节。此外，在确定本书各章节的篇幅时，不以实际仪器的元件多少或复杂程度为依据，而以技术指标对物理实验的重要性和使用难易为依据。例如，元件不多的滤波成形电路占有较多篇幅，而元件较多的定标器只占很少篇幅。因为前者对提高系统的能量分辨率有重要作用而且涉及较深的电路理论；后者原理较简单，使用很容易。

本书共十四章，第一章至第八章为上册，第九章至第十四章为下册。全书内容分为三部分：

第一部分(第一章至第三章)，讲述核电子学中的信号源、噪声源以及信号和噪声的分析方法。

第二部分(第四章至第十一章)，讲述核电子学中的信号处理，包括能量信息和时间信息的处理以及模数变换。

第三部分(第十二章至第十四章)，讲述核电子学中的数据获取和处理，以谱数据的获取和处理为重点。

学生在学习本书前应已学过电子学的基础课程和核辐射探测器课程。本书的主要教学内容为第四章至第十三章。第一章介绍各种核探测器的输出信号波形，供阅读本书其它章节时参考。第二、三两章介绍信号和噪声的分析方法。掌握了这两章的基本概念后，不仅易于理解本书的某些章节(例如第六章)，而且也易于阅读近代核电子学论文和资料。但是，不要求深入掌握这些内容的专业，可以越过这两章，径从第四章学起。在安排本书的内容时尽量使不学第二、三章的读者也能理解后续章节的基本内容。在各章节中凡在节段前标以“*”或印为小号字者均属补充内容，供教师删节时参考。第十四章介绍计算机多道分析系统，仅供已学过电子计算机基本知识的读者参阅。

本书上册由北京原子能所许廷宝同志审阅。大连低压开关厂吴凤档同志审校了上册后四章修改稿。北京原子能所周和琦、杨钟汉同志审校了上册部分修改稿。参加本书审稿会的有北京高能物理所方澄，上海原子核所薛锷东，北京原子能所周和琦、杨钟汉、许谨诚，北京大学夏松江、楼宾桥，南京大学王芝英，中国科技大学虞孝麒，复旦大学胡毓德，四川大学吴世英，兰州大学王化民，吉林大学贾文彫，国防科大邵连源，261厂郑溥堂、刘登舟同志。他们对本书提出了许多宝贵意见和建议，作者在此一并致谢。

限于我们的水平和经验，本书可能有不少缺点和错误，请同志们批评指正。

编者

本书主要符号说明

1．主要下标

D ——探测器、二极管

d ——场效应晶体管漏极

g ——场效应晶体管栅极

i ——输入

l ——负载

M ——最大值

n ——噪声、探测器中的电子

o ——输出

opt ——最佳值

p ——正离子或空穴

s ——散粒噪声、场效应晶体管源极

T ——热噪声

2．本书主要符号

A ——放大器、放大倍数、安(电流单位)、正比计数管气体放大倍数、面积

a^2 ——电荷灵敏前置放大器输出电压噪声中的 a 噪声功率谱密度

ADC ——模数变换、模数变换器

ATC ——幅度时间变换、幅度时间变换器

$a_i^2\omega^2$ ——前置放大器输入端并联电流噪声中的 a 噪声功率谱密度

B ——贝塔函数、磁感应强度值、本底计数

b_i^2 ——前置放大器输入端并联电流噪声中的 b 噪声功率谱密度

BLR ——基线恢复器

b^2/ω^2 ——电荷灵敏前置放大器输出电压噪声中的 b 噪声功率谱密度

C ——电容器、电容量

C_f ——反馈电容

C_{if} ——电荷灵敏前置放大器动态输入电容

$C_{\Sigma f}$ ——电荷灵敏前置放大器输入端冷电容

CAMAC——一种标准化的插件式仪器与数字接口系统（通常看作英文“计算机自动测量和控制”字头的缩写）

CFD ——恒比甄别器

CP ——时钟脉冲

CPU ——中央处理单元

CR ——CR微分电路或CR耦合电路

CRT ——阴极射线管

D ——甄别器、D 触发器、探测器、二极管

D_B ——弹道亏损

D_Z ——过零甄别器

DAC ——数模变换、数模变换器

DL ——延迟线

DMA ——直接存储器存取

DNL ——微分非线性

E ——能量、直流电动势、电场强度值

e ——电子、电子电荷量、交流电动势

ENC ——等效噪声电荷

ENE ——等效噪声能量

F ——法诺因子、法(电容量单位)、滤波成形电路的信噪比劣值系数

f ——频率、函数、定时电路的触发比

$\mathscr{F}$ ——富氏变换算符

$\mathscr{F}^{-1}$ ——富氏反变换算符

$F(s)$ ——函数 $f(t)$的拉氏变换象函数

$F(\omega)$、$F(j\omega)$ ——函数 $f(t)$ 的富氏变换象函数

FWHM ——半高宽

$FWHM_E$ ——用能量表示的半高宽

$FWHM_T$ ——用时间表示的半高宽

FWTM——十分之一高宽

G ——门电路、千兆(10^9)、跨导放大器

g_m ——场效应管共源极小信号低频跨导

H ——亨(电感量单位)、道宽、磁场强度值

$H(s)$ ——复频域传递函数

$H(\omega)$、$H(j\omega)$ ——频率响应

$h(t)$ ——时不变线性系统的冲击响应

I ——直流电流、电流平均值、电流稳态值、积分常数

i ——电流信号

INL ——积分非线性

I/O ——输入/输出

K ——常数、绝对温度单位

k ——常数、玻尔兹曼常数

L ——电感线圈、电感量、相对计数损失

$\mathscr{L}$ ——拉氏变换算符

$\mathscr{L}^{-1}$ ——拉氏反变换算符

LG ——线性门

M ——兆 (10^6)、光电倍增管倍增系数、过载倍数、存储器、存储器最大字数 (道数)

MCA ——多道分析器

MCS ——多定标器

N ——计数、电子-离子对数、电子-空穴对数

n ——毫微(10^{-9})、计数率（n或$\bar{n}$）

NIM ——核子仪器插件国际标准

P ——功率、比值、极点、气体探测器充气压力、概率、概率密度函数

p ——微微(10^{-12})、模数变换器变换系数

PHA ——脉冲幅度分析器

Q ——电荷量、电流冲击信号的冲击强度、触发器Q输出端

R ——电阻器、电阻值、分辨率、读、触发器清零端

r ——动态电阻

$R(\tau)$ ——自相关函数

RAM ——随机存取存储器

RC ——时间常数、RC积分电路

ROM ——只读存储器

R/W ——读/写

s ——秒(时间单位)、复频率变量

$S(\omega)$ ——功率谱密度函数($-\infty<\omega<\infty$)

$s(\omega)$ ——单边功率谱密度函数($0<\omega<\infty$)

SCA ——单道分析器

T ——时间、周期、晶体管、温度

t ——时间

t_D ——探测器电流脉冲宽度

t_F ——信号从最大值开始至尾部衰减到定义零的复零时间

t_M ——达峰时间、测量时间

t_R ——上升时间（从最大值的10%到90%）

$t_W(1\%)$ ——信号从输入开始至尾部衰减到定义零（最大值的1%)的宽度

TD ——隧道二极管

TDC ——时间数字变换、时间数字变换器

U_0 ——模拟零道阈

$u(t)$ ——单位阶跃函数、在第一章里表示电压信号

V ——直流电压、电压平均值、电压稳态值、伏（电压单位）

v ——速度、电压信号

V_M ——电压脉冲幅度

V_n ——噪声电压均方值

V_T ——甄别阈

W ——探测器的平均电离能

Z ——阻抗、零

Z_0 ——电缆或延迟线的特性阻抗

ZD ——稳压管

ε ——模拟信号的定义零、介电常数

η ——信号噪声比

θ ——探测器的能量-电荷转换系数、相位角

μ ——微 (10^{-6})、载流子迁移率

σ ——标准偏差或均方根偏差

τ ——时间常数、时间变量、分辨时间

τ_c ——前置放大器的噪声转角时间

τ_d ——延迟时间

ω_c ——前置放大器的噪声转角频率

$*$ 复共轭、卷积分、补充内容

目　　录

第一部分　信号、噪声和分析方法

核电子学研究的是如何处理和分析核辐射探测器给出的电信号。这些信号携带着核素和核反应的信息。例如，信号的幅度可能代表粒子的能量；信号的形状可能反映粒子类别；信号的时间关系可能代表激发态寿命，或者反映出粒子飞行速度和径迹的空间分布；电脉冲信号的计数率则代表辐射强度。所以，不论是学习核电子学还是研制核电子仪器，都要对核辐射探测器给出的信号有所了解。本书不阐述核辐射探测器的工作原理，只介绍它们的输出信号形状，说明信号所携带的能量信息、时间信息以及它们的统计涨落。

关于核辐射探测原理和探测器输出信号的知识可参阅文献[1]、[2]。

在获取有用信号的能量信息和时间信息时，不可避免地会遇到探测器和电子器件的噪声干扰。为了不使微弱的有用信息被噪声淹没，为了能区分能量信息或时间信息的微小差别，必须设法抑制噪声。这就需要掌握噪声的特性和分析噪声的方法。

在本书的这一部分里，第一章介绍几种常用核辐射探测器的输出信号1)，附带介绍核辐射探测器所需的电源；第二章介绍信号和噪声的分析方法；第三章介绍核电子学中的噪声源。后两章比较多地用到一些数学工具，这对于深入了解核电子学的一些最新成就是有用的，对于研究高分辨能力的核电子学系统也是必需的。当然，只需了解核电子仪器的一般原理和用法的读者，不一定要完全掌握第二、三章的内容再读后面的章节。

[1] 原子核物理实验方法，上册，复旦大学、清华大学、北京大学合编，原子能出版社，一九八一年。

[2] 常用核电子技术，席德明、许廷宝、郭瑞琪等编著，科学出版社，一九八二年。

1) 应当说明，这里主要介绍低能核物理常用的脉冲探测器。虽然分析探测器输出信号的一般方法，对分析某些高能物理探测器也是适用的，但本书不对高能物理探测器信号进行分析。对于测定射线宏观平均参数（如剂量、热效应）的探测器信号也不进行分析。

第一章　核辐射探测器的输出信号

第一节　探测器中的能量-电荷转换

我们知道，许多产生电信号的核辐射探测器都是利用射线和物质的相互作用，通过电离、激发或光电转换等效应来得到电荷的。收集这些电荷就得到电流或电压信号，从而可以用电子仪器分析这些信号。在这一节里，我们将说明核辐射探测器吸收的射线能量和所转换成的电荷量之间的关系。下一节再说明这些电荷如何被收集而得到具有一定形状的电流、电压信号。

1.1.1　能量-电荷转换系数

设射线在探测器中消耗掉的能量为E，得到的电子电荷的平均数为$\bar{N}$，则$\bar{N}/E$称为探测器的能量-电荷转换系数$\bar{\theta}$，即

$$\bar{\theta}=\frac{\bar{N}}{E} \tag{1.1.1}$$

由于能量-电荷转换的统计性，$\bar{\theta}$一般指的是平均值。

1．气体电离室中的能量-电荷转换

用气体电离室探测带电粒子时，如果所充气体的平均电离能为$\bar{W}$，则能量-电荷转换系数$\bar{\theta}$就是$\bar{W}$的倒数。$\bar{W}$是带电粒子在气体中产生一对电子-正离子（简称离子对）平均消耗掉的能量，其数值主要决定于气体的种类，与入射带电粒子的种类和能量关系不大。如果入射粒子将它的能量E全部消耗在电离室的灵敏体积内，则平均产生的离子对数为

$$\bar{N}=\bar{\theta}E=\frac{E}{\bar{W}} \tag{1.1.2}$$

各种电离室所充气体的平均电离能$\bar{W}$大致为20—40eV。如果带电粒子的能量为1MeV，并全部消耗在电离室灵敏体积内，则在$\bar{W}$取33eV时，平均电离出的离子对数为

$$\bar{N}=\frac{E}{\bar{W}}=\frac{1}{33}\ \frac{\text{MeV}}{\text{eV}}\approx 30000$$

如果这30000离子对分别收集在20pF的电容C的两个极板上，所得的电压约为

$$V=\frac{\bar{N}e}{C}=\frac{Ee}{\bar{W}C}$$

$$=\frac{10^{6}\times 1.6\times 10^{-19}}{33\times 20\times 10^{-12}}\approx 0.25\text{mV}$$

式中e为电子电荷。

实际上，如在下一节要说明的，这些离子对不一定都能被收集到。即使这样，上面的例子也可以使我们对气体电离室探测带电粒子时的电荷转换系数有一个量级概念。它大概是每兆电子伏30000对；全收集在20pF电容上所得电压大致是0.25mV。

要探测中子和γ射线，必须先使它们在电离室内或室壁上与物质相互作用而产生次级带电粒子，然后次级带电粒子再在电离室中产生离子对。因而，气体电离室探测中子和γ射线时的电荷转换系数不只决定于气体的平均电离能，而且还决定于射线与探测物质相互作用时初级辐射与次级带电粒子间的能量关系。

2. 正比计数器中的能量-电荷转换

正比计数器利用了气体放大机理，电荷转换系数为

$$\bar{\theta}=\frac{\bar{A}}{\bar{W}} \tag{1.1.3}$$

式中$\bar{A}$为正比计数器的气体放大倍数，其数值从几十到上千不等。此外，由于气体放大没有噪声，因而正比计数器可以探测到更低能量的粒子。

3. 半导体探测器中的能量-电荷转换

半导体探测器就其电离与收集电荷的过程来说，和气体电离室类似，所以有固体电离室之称。不过，在半导体探测器中，每产生一对电子-空穴的平均电离能比气体探测器要小一个量级。对于室温下的硅（Si），$\bar{W}=3.61\text{eV}$；对于低温（77K）下的锗（Ge），$\bar{W}=2.96$ eV。

4. 闪烁探测器中的能量-电荷转换

闪烁探测器探测带电粒子不是利用电离效应而是利用激发效应。探测介质的原子被激发后，在退激时发射光子，光子经光电倍增管的光阴极转换成电子，电子经各打拿极倍增后得到输出电荷。闪烁探测器通常指由闪烁体和光电倍增管组成的整体，它可以由使用者组合。从光阴极获得的光电子数与粒子在闪烁体中消耗的能量之比称为闪烁探测器的阴极能量-电荷转换系数$\bar{\theta}_K$。相应的阳极能量-电荷转换系数$\bar{\theta}_A=\bar{\theta}_K\bar{M}$，$\bar{M}$是光电倍增管的倍增系数。

$$\bar{\theta}_K\propto\bar{G}\bar{\gamma}_K \tag{1.1.4}$$

式中$\bar{G}$是闪烁体平均光能输出额，即闪烁体放出的光子数与它所吸收的能量之比。例如，NaI（Tl）晶体对β射线的平均光能输出额是每兆电子伏约3000光子。有机闪烁体、塑料闪烁体和液体闪烁体的光能输出额只有NaI（Tl）晶体的几分之一。$\bar{\gamma}_K$是光阴极灵敏度，

$$\bar{\gamma}_K=\frac{\text{发射的光电子数}}{\text{入射的光子数}}$$

$\bar{\gamma}_K$和入射光的波长有关。一般光电倍增管的光谱响应范围为3000—6000Å。

（1.1.4）式只表示$\bar{\theta}_K$与$\bar{G}$、$\bar{\gamma}_K$成正比，因为还有一些影响$\bar{\theta}_K$的因素，例如闪烁体发出的光子不能全部到达光阴极，所以$\bar{\theta}_K$小于$\bar{G}\bar{\gamma}_K$。粗略估计，闪烁探测器的$\bar{\theta}_K$大约为每兆电子伏300个光电子。

同气体探测器一样，在探测中子和γ时，半导体探测器和闪烁探测器都是利用这两种射线在探测器中产生的次级带电粒子。

上述四种用于能谱分析的探测器，在探测带电粒子时的能量-电荷转换系数$\bar{\theta}$大致为

电离室：　　　3×10^4电子离子对/兆电子伏

正比计数器： 3×10⁴$\bar{A}$电子离子对/兆电子伏

闪烁探测器（θ_A）： 300$\bar{M}$个电子/兆电子伏

半导体探测器： 3×10⁵电子空穴对/兆电子伏

上述数据是粗略的，但可用来估计探测器输出的电压脉冲幅度V_M。设粒子在探测器中消耗的能量为E，探测器输出端的总电容量为C，则

$$V_M=\frac{\bar{\theta}eE}{C} \tag{1.1.5}$$

式中e为电子电荷。$C=10\text{pF}$时上述各探测器的输出脉冲幅度大致为

电离室： 5×10^{-4}伏/兆电子伏

正比计数器： $5\times10^{-4}\bar{A}$伏/兆电子伏

闪烁探测器： $5\times10^{-6}\bar{M}$伏/兆电子伏

半导体探测器： 5×10^{-3}伏/兆电子伏

1.1.2 探测器的固有能量分辨率

由于探测器中的电离、激发、光电转换以及倍增过程都是随机的，即使粒子能量可以全部转换成离子对，探测器所产生的离子对数N也是围绕其平均值$\bar{N}$涨落的。如图1-1-1所示，离子对数N的概率密度函数$f(N)$呈高斯分布，即

$$f(N)=f(N)_{max}e^{-\left(\frac{N-\bar{N}}{\sqrt{2}\sigma_N}\right)^2} \tag{1.1.6}$$

式中$f(N)_{max}$为$N=\bar{N}$时的$f(N)$值，σ_N是N的标准偏差。当$N-\bar{N}=\pm\sigma_N$时，$f(N)/f(N)_{max}\approx0.61$。

由图1-1-1可知，如果$f(N)$的峰状曲线比较宽，能量相近的两种粒子产生的峰将重叠起来，我们就难以分辨出所测到的峰是否包括了两种粒子，难以确定它们的能量。因此我们希望峰越窄越好。通常把图1-1-1的峰在峰高一半处的全宽度和峰位的比值称为探测器的固有能量分辨率R_D，

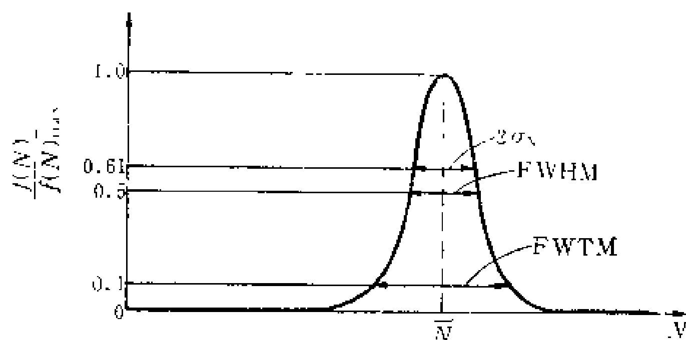


图1-1-1 探测器把同样粒子能量全转换成离子对时，离子对数N的概率密度分布

即

$$R_D=\frac{\text{FWHM}}{\bar{N}}100\% \tag{1.1.7}$$

式中FWHM[1)]是峰的半高宽，$\bar{N}$是峰位。

有时不仅要求峰的半高宽窄，还要求峰的底部也比较窄。所以有时还要衡量峰在1/10高度处的宽度FWTM[2)]（图1-1-1)。

如果峰的形状呈高斯曲线，可以由（1.1.6）式算出FWHM。FWTM和标准偏差σ_N的

1）FWHM或fwhm——Full width at half maximum.

2）FWTM或fwtm——Full width at tenth maximum.

关系

$$\mathrm{FWHM}=2.355\sigma_N \tag{1.1.8}$$

$$\mathrm{FWTM}=4.292\sigma_N \tag{1.1.9}$$

用σ_N表示能量分辨率，得

$$R_D=2.355\frac{\sigma_N}{\bar{N}} \tag{1.1.10}$$

如果探测器中产生的离子对数N全被收集，变换成信号电压，其幅度平均值为$\bar{A}$，幅度的标准偏差为σ_A，则由幅度谱决定的能量分辨率R为

$$R=\frac{\mathrm{FWHM}_A}{\bar{A}} \tag{1.1.11}$$

或

$$R=2.355\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \tag{1.1.12}$$

式中FWHM_A为幅度谱上的峰的半高宽。

因为信号幅度A反映的是粒子能量E，将A换为E，R也可表示为

$$R=\frac{\mathrm{FWHM}_E}{\bar{E}} \tag{1.1.13}$$

或

$$R=2.355\frac{\sigma_E}{\bar{E}} \tag{1.1.14}$$

应当注意，有许多因素会影响能量分辨率。由探测器的能量-电荷转换过程所产生的离子对数的涨落所决定的能量分辨率称为探测器的固有能量分辨率，用R_D表示。实际测得的幅度谱，其能量分辨率用R表示，它取决于各种因素。尽量使R接近R_D是核电子学要研究的一个重要课题。另外，实际测出的幅度谱由于受到各种因素的影响，峰的形状不一定完全符合高斯曲线。但能量分辨率的定义仍如（1.1.11）式或（1.1.13）式。只有峰形符合高斯曲线才可以用（1.1.12)、(1.1.14）式计算。

下面分析前述几种探测器的固有能量分辨率。

1．气体电离室和半导体探测器的固有能量分辨率

前面已经说明过，对能量为E的带电粒子，当其能量全部消耗在这两种探测器的有效体积内并转换成离子对时，所得离子对数的平均值为

$$\bar{N}=\theta E$$

N的标准偏差为

$$\sigma_N=\sqrt{F\bar{N}} \tag{1.1.15}$$

相对标准偏差为

$$\frac{\sigma_N}{\bar{N}}=\sqrt{\frac{F}{\bar{N}}} \tag{1.1.16}$$

式中F为法诺因子；$0<F<1$。按照泊松分布，N的标准偏差应为$\sqrt{\bar{N}}$，但实际测定$\sigma_N<\sqrt{\bar{N}}$，所以引入了法诺因子。随着技术的发展，实验确定的F值不断有变化，这还是个研究中的问题。对于气体电离室，$F\approx1/3$；对于半导体探测器，$F\approx0.05$—0.2。

半导体探测器的平均电离能比气体电离室小一个量级，所以对于同样能量的入射带电粒

子，它们的全部能量被吸收后，半导体探测器所得的离子对数N要比电离室的高一个量级。由（1.1.10）式和（1.1.16）式得探测器的固有能量分辨率为

$$R_D=2.355\frac{\sigma_N}{N}=2.355\sqrt{\frac{F}{N}} \tag{1.1.17}$$

可知半导探测器的固有能量分辨率要比气体电离室的好五、六倍。例如，对于能量为1MeV的带电粒子，电离室可产生离子对数平均为30000，相对标准偏差约为0.3%，固有能量分辨率约为0.7%。在同样情况下，半导体探测器的固有能量分辨率约为0.1—0.2%。图1-1-2是半导体探测器固有能量分辨率和粒子能量的关系。

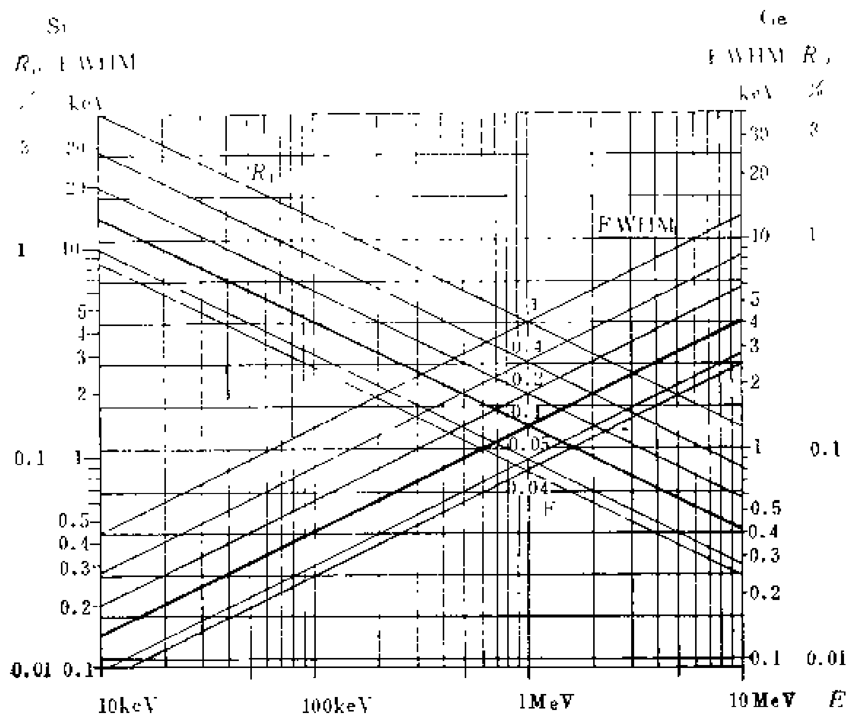


图1-1-2　在法诺因子取不同数值时计算出的半导体探测器固有能量分辨率和粒子能量的关系

2. 正比计数器的固有能量分辨率

在正比计数器中，由带电粒子电离所得到的电荷数N的涨落，和在电离室中一样。但是由于气体放大作用，输出电荷数N'为N的A倍，即

$$N'=NA$$

A为气体放大倍数。设$\bar{N}'$、$\bar{N}$和$\bar{A}$分别为N'、N和A的平均值，则按统计理论中的两级串级随机变数计算规则，可用下式计算N'的相对标准偏差

$$\left(\frac{\sigma_{N'}}{\bar{N}'}\right)^2=\left(\frac{\sigma_N}{\bar{N}}\right)^2+\frac{1}{\bar{N}}\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 \tag{1.1.18}$$

因为 $\sigma_N=\sqrt{F\bar{N}}$，$(\sigma_A/\bar{A})^2\approx0.68$，所以

$$\frac{\sigma_{N'}}{\bar{N}'}=\sqrt{\frac{F+0.68}{\bar{N}}}\approx\sqrt{\frac{1}{\bar{N}}} \tag{1.1.19}$$

比较（1.1.16）和（1.1.19）式，可见正比计数器的固有能量分辨率的数值约为电离室的二

倍$\left(设F=\frac{1}{3}\right)$。正比计数器的能量分辨率虽不如电离室，但它的输出信号幅度大（$\bar{N}'\gg\bar{N}$），受后接电子设备噪声的影响较小，所以正比计数器在测量低能射线方面有重要地位。

3. 闪烁探测器的固有能量分辨率

闪烁探测器中的闪烁体每产生一个光子要消耗约300eV或更多的射线能量（无机闪烁体的光能输出额约为每兆电子伏3000光子；有机闪烁体的光能输出额是无机闪烁体的几分之一）。气体电离室每产生一个离子对只需消耗约30eV的射线能量，所以仅此一点就决定闪烁探测器的固有能量分辨率比电离室差几倍。又由于闪烁体发出的光子要经过光电倍增管的阴极光电转换和联极倍增，伴随的统计涨落使闪烁探测器的能量分辨率变差。对于NaI（Tl），在测量 ^{137}Cs 的 662keV γ 射线时，R_D 约为 10%，好的也只有7—8%。但是闪烁探测器的效率高，时间分辨率好（利用快有机闪烁体和光电倍增管时）。

关于探测器的时间分辨能力，将在第二节分析探测器输出的电流波形时一并说明。

1.1.3 探测器的线性和稳定性

1. 线性

探测器的线性指所产生的离子对数平均值$\bar{N}$和所需消耗的粒子能量E间的线性程度。对于电离室和半导体探测器，在低能物理的实验范围内，平均电离能$\bar{W}$几乎与粒子能量E无关，所以$\bar{N}$和E的关系大都具有比较好的线性。例如Ge(Li)探测器，对于150keV到1.3MeV的γ射线，非线性偏差不大于0.2keV。此非线性偏差和所给能区上限（1.3MeV）相比，不大于0.015%。而在同样条件下，闪烁探测器的非线性要高达百分之几。因此，用闪烁探测器的谱仪系统，电子设备的线性不需很好；用Ge(Li)探测器的，就要求比较高，通常应达到0.01%量级。

正比计数器在所加工作电压比较低时，线性和电离室相近。由于电离室和正比计数器的固有能量分辨率在1%左右，所以$\bar{N}$的非线性偏差比N的统计涨落小得多。用于电离室和正比计数器的电子学系统，线性达到10^{-3}量级就够了。

电子学系统的线性问题，在第四章第二节中叙述。

2. 稳定性

探测器的稳定性是指能量-电荷转换系数在环境温度T和电源电压V_0变化时的稳定性。

① 对于气体探测器，平均电离能$\bar{W}$的温度系数为$\frac{\Delta\bar{W}}{\bar{W}}\Big/\Delta T\approx10^{-4}/℃$。正比计数管气体放大倍数$\bar{A}$的温度系数为$\frac{\Delta\bar{A}}{\bar{A}}\Big/\Delta T\approx10^{-4}/℃$。由于它们的能量分辨率在1%量级，故温度系数对能量测量影响不大。但是，对于正比计数器，气体放大倍数随电源电压V_0的变化为

$$\frac{\Delta\bar{A}}{\bar{A}}\approx(10—20)\frac{\Delta V_0}{V_0} \tag{1.1.20}$$

要求电源电压的稳定性优于0.1%。

② 对于半导体探测器，平均电离能的温度系数为

$$硅：\frac{\Delta\bar{W}}{\Delta T}=(3.9—6.7)\times10^{-4}\mathrm{eV}/℃$$

锗：$\frac{\Delta W}{\Delta T}=(3—8)\times10^{-4}$eV/℃

载流子迁移率的温度特性见图1-2-4。迁移率对总电荷数无影响，但影响输出电流波形的时间参数。详见第二节。

半导体探测器结电容C_D和外加电压V_a的关系因探测器类型和工作状态而异。对于工作在饱和电压的PIN探测器和工作在全耗尽状态下的PN结探测器，C_D和V_a关系不大。对于工作在部份耗尽状态下的PN结探测器

$$C_D\propto\left(\frac{1}{V_a}\right)^{1/2}$$

③ 对于闪烁探测器，主要的不稳定因素来自光电倍增管。光电倍增管倍增系数M的温度系数为

$$\frac{\Delta M}{M}\Big/\Delta T=\pm(0.1—0.5)\%/℃$$

M随电源电压V_0的相对变化为

$$\frac{\Delta M}{M}\approx(6—7)\frac{\Delta V_0}{V_0} \tag{1.1.21}$$

探测效率是核辐射探测器的一个重要技术指标，它由探测器输出脉冲计数率与被测核辐射强度之比来确定。后接核电子仪器只能测量探测器输出脉冲的计数率；至于如何确定被测核辐射的强度，乃是核物理实验方法研究的问题，本书从略。在以电子计算机为基础的数据获取和处理系统中，可以由实验者输入有关效率校正的数据，由计算机自动进行效率校正(第十四章)。探测器和电子设备的非线性可通过标准源进行能量刻度后自动校正。稳定性也可在数据获取过程中用标准参考电压来随时校正。

第二节 探测器的输出电流波形

上一节说明了消耗在探测器灵敏体积内的射线能量和产生的离子对数的关系；这一节分析这些离子对如何收集、如何形成输出电流。如图 1-2-1 所示，射线在探测器中产生的N对电子和正离子（或空穴），在外加电压V_a的作用下，分别向两极漂移。这就要改变两极板上的感应电荷，在外回路形成电流i。这个电流通常很小，在负载Z上产生的电压u约为10^{-4}—10^{-1}V；而探测器上所加的工作电压V_a常在几百伏以上，所以信号电压u对工作电压V_a的影响不大[1)]，不改变电荷的收集过程。可以认为，探测器的输出电流不随外电路阻抗上的电压变化而变。也就是说，探测器可以看作是一个恒流源。

下面分析几种常用探测器的输出电流波形。

1.2.1 电离室的输出电流波形

我们先分析平行板电离室的输出电流波形，因为它具有典型意义。如图1-2-2(a)，入射粒子在电离室中产生离子对，其位置决定于入射粒子的径迹。离子对陆续产生的过程极快，目前还难于测量。在以下的分析中，都认为离子对是同一时刻产生的。这些离子对产生之初，

1） 某些只用来测计数，不用来测能量的探测器不在此例。

电子和正离子的距离跟电离室极板间的距离相比极小，我们可以认为电子和正离子在极板上感应出的正负电荷完全抵消。电子和离子在电离室的电场作用下逐渐远离，电子向正极板漂移，正离子向负极板漂移。两极板上的感应电荷随之变化，在外电路中产生电流。当电子和离子到达极板后，电子感应电荷流动形成的电子电流和离子感应电荷流动形成的离子电流就终止了。

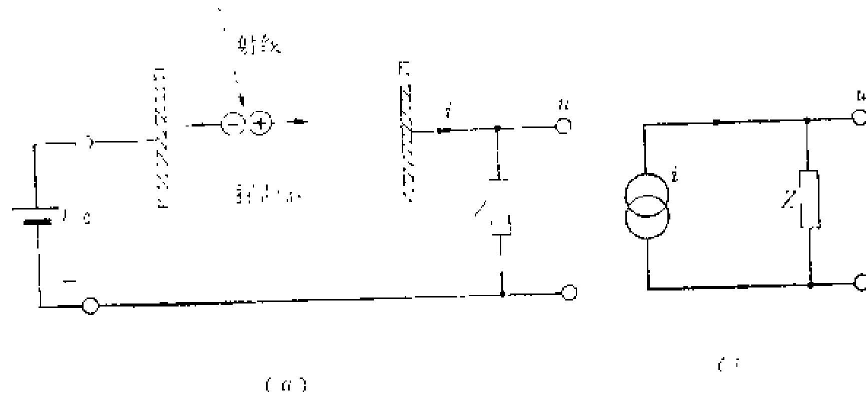


图1-2-1　探测器和输出电流回路(a) 与探测器等效成恒流源(b)

图1-2-2(a)中正、负极板的位置分别在 $x=0$ 和 $x=d$，由核辐射产生的电子和正离子对的初始位置为 $x=x_0$，则处于室中 x 位置的 N 个电子在输出极板上感应的正电荷为

$$q_n=\frac{Nex}{d} \tag{1.2.1}$$

左极板上感应出的正电荷为

$$q_n'=\frac{Ne(d-x)}{d} \tag{1.2.1'}$$

式中 d 是电离室极板之间的距离；$e=1.6\times10^{-19}$ 库仑，显然

$$q_n+q_n'=Ne$$

假设电子和正离子的漂移速度分别为 v_n 和 v_p，它们的正方向均为从左至右，则电子在输出极板上感应电荷的增长速度为

$$\frac{dq_n}{dt}=\frac{Ne}{d}\,\frac{dx}{dt}=\frac{Nev_n}{d} \tag{1.2.2}$$

电子漂移引起的输出电流（电子电流）i_n 为

$$i_n=-\frac{dq_n}{dt}=-\frac{Ne}{d}v_n \tag{1.2.3}$$

同理，可以算出正离子漂移引起的输出电流（离子电流）i_p 为

$$i_p=\frac{Ne}{d}v_p \tag{1.2.4}$$

总电流 $i=i_n+i_p$。实际上正离子向右漂移，v_p 为正值；电子向左漂移，v_n 为负值。所以 i_p 和 i_n 均大于零，即它们都是从输出极板流向外回路阻抗的。

实验表明，正离子的漂移速度 v_p 和电场强度的大小 E 成正比，和气压 P 成反比；比例系

数为离子迁移率 μ_p。即

$$v_p = \mu_p \frac{E}{P} \tag{1.2.5}$$

电子漂移速度 v_n 则是 E/P 的复杂函数。即

$$v_n = f\left(\frac{E}{P}\right) \tag{1.2.6}$$

v_n 在一般情况下大致比 v_p 大三个量级。

对于平行板电离室，$E = V_0/d =$ 常数，所以 v_p、v_n 为常数。i_n、i_p 都是平顶波形，其持续时间则决定于从离子对产生的初始位置漂移到极板的时间。设 N 个电子-离子对起始都产生在 x_0 处，则电子电流的持续时间为

$$T_n = \frac{x_0}{v_n} \tag{1.2.7}$$

离子电流持续时间为

$$T_p = \frac{d - x_0}{v_p} \tag{1.2.8}$$

当 N 个离子对初始位置靠近左极板处（$x_0 \approx 0$）时，电子在左极板上的感应电荷为 $+Ne$，在右极板上的感应电荷为0。N 个电子一产生就到达左极板，与其感应电荷 $+Ne$ 相消，在外回路不引起电荷流动，即 i_n 的持续时间为 0 。而对于初始位置 $x_0 \approx 0$ 的 N 个正离子，在产生之初左极板感应电荷为 $-Ne$，右极板感应电荷为0。随后正离子向右极板漂移，左极板上的感应负电荷减少，右极板上的增加，在外回路上产生电流 i_p。当 N 个正离子接近右极板时，右极板上的感应负电荷为 $-Ne$，左极板上的则为0。随后 N 个正离子达到右极板，与 $-Ne$ 相消，离子电流持续时间结束。可知，在 $x_0 = 0$ 时，离子电流持续时间最大，

$$T_p = (T_p)_{max} = \frac{d}{v_p}$$

$(T_p)_{max}$ 一般为ms量级。

相反，当 N 个离子对的初始位置在 $x_0 = d$ 时，离子电流持续时间 $T_p = 0$，电子电流持续时间最大，

$$T_n = (T_n)_{max} = \frac{d}{v_n}$$

$(T_n)_{max}$ 一般为 μs 量级。

以上两种情况下的 i_n 和 i_p 示于图 1-2-2 (b)和(c)。当 $x_0 = \frac{d}{2}$ 时，$i_n + i_p$ 的波形如图 1-2-2(d)。不同 x_0 时的输出电流 $i = i_n + i_p$ 的波形示于图1-2-2 (e) 不同 x_0 时输出电流的积分，即输出总电荷 Q 恒等于 Ne。

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^{T_n} i_n \, dt + \int_0^{T_p} i_p dt \\ &= i_n \frac{x_0}{v_n} + i_p \frac{d - x_0}{v_p} \end{aligned}$$

$$=\frac{Ne}{d}x_0+\frac{Ne}{d}(d-x_0)=Ne \qquad (1.2.9)$$

因此，电离室输出的电流信号中，代表粒子能量信息的就是图中的面积。虽然，从(1.2.3)、(1.2.4)式看来，i_n和i_p的幅度和Ne成正比，也可作为粒子的能量信息。但是，i_n和i_p的宽度随x_0有很大变化，可能很窄，处理这些信号要有很宽的通频带。如第二、五两章将要说明的，频带太宽对抑制噪声不利。另外，i_n和i_p的幅度还与电子、离子漂移速度有关。由(1.2.5)、(1.2.6)式，i_n与i_p的幅度也就与电离室的供电电压（决定电场强度E）和温度（影响气压P）有关，而输出电荷Ne与电离室供电电压和温度无关[1]。

为了得到输出电荷Q，通常用电容C作负载，对电流i积分，C上的电压u为

$$u=\frac{1}{C}\int_0^t idt$$

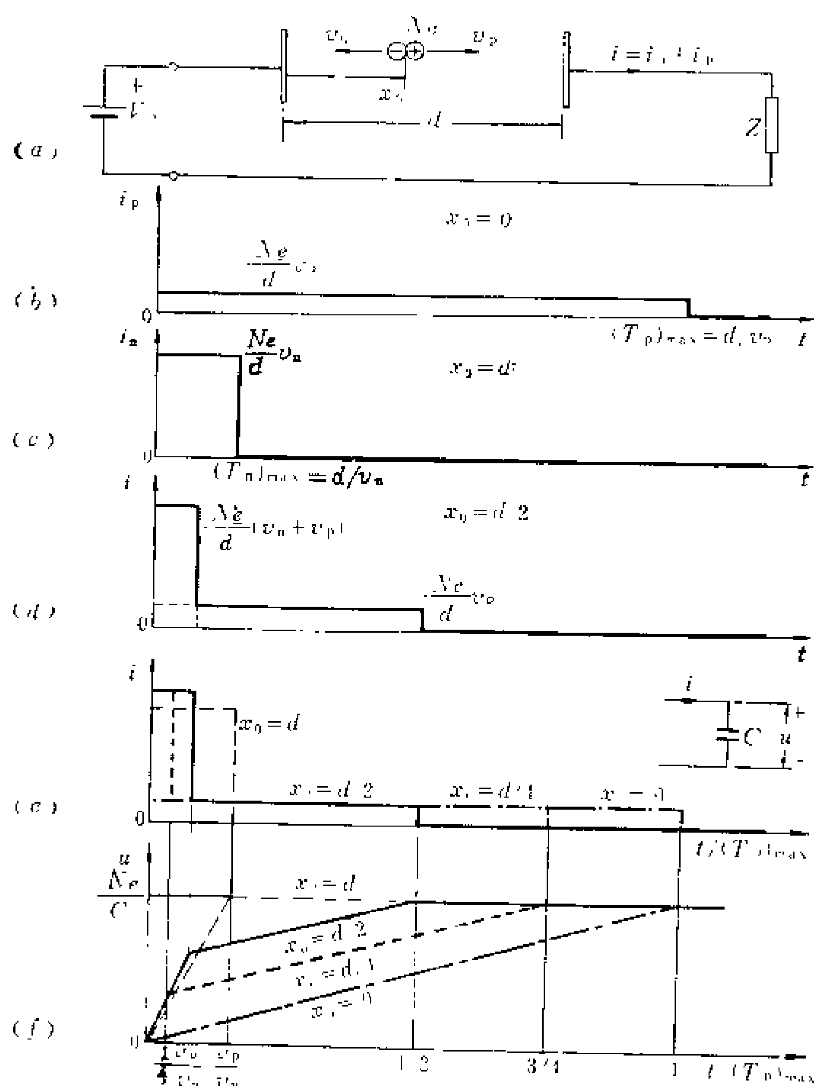


图1-2-2　平行板电离室的输出电流信号和在积分电容上得到的电压

1）在一定范围内如此。在电离室电压太低时，不能全收集Ne，太高时进入正比区。另外，平均电离能也因温度不同而有微小变化。

u的波形示于图 1-2-2(f)，其稳态值恒为 $U=Ne/C$；其上升过程则与入射粒子的位置 x_0 有关。对于$x_0=0$的，u的上升斜率决定于i_p 给C充电的速度

$$\frac{du}{dt}=\frac{i_p}{C}=\frac{Nev_p}{dC}$$

对于 $x_0=d$ 的，决定于 i_n 给 C 充电的速度

$$\frac{du}{dt}=\frac{i_n}{C}=\frac{Nev_n}{dC}$$

后者的上升速度要比前者快三个量级。图1-2-2未按此比例画出。

在一般情况下，i_n、i_p都不为零时，u 先以 $(i_n+i_p)/C$ 的速度上升，待离子电流或电子电流结束时，再以 i_n/C 或 i_p/C 的速度上升到稳态值。由于电子漂移速度远大于离子漂移速度，大多数情况下总是电子电流先结束，C上的电压然后以很慢的速度i_p/C 增长到稳态值。

对全部输出电流积分，虽然可以得到幅度等于 Ne/C的电压U，但所需积分时间很长(ms级)，只能工作在比较低的计数率下。如果仅对电子电流积分，可以在微秒级的时间内就收集到电子电流的输出电荷 Q_n，可以工作在比较高的计数率下。但是

$$Q_n=\int_0^{T_n} i_n dt=\frac{Ne}{d}x_0$$

与入射粒子的位置 x_0 有关，所得电压幅度 $U_n=Q_n/C$ 是因 x_0 而变的。U_n的相对概率密度分布即幅度概率密度谱将如图1-2-3所示。按照能量分辨率的定义(1.1.11式)，由于 $U_n=\frac{1}{2}\ \frac{Ne}{C}$，

$\mathrm{FWHM}=\frac{Ne}{C}$，所以 $R=200\%$。这是无法用来进行能谱分析的。

由上所述可知，电离室的输出电流信号包含有快成分（电子电流）和慢成分(离子电流)。在总输出电荷 $Q=Ne$一定时，这两部份电流所占的比例和粒子入射位置有关，使得电流波形发生变化。从输出电流信号获取粒子的能量和时间信息时，这一点应予以注意。

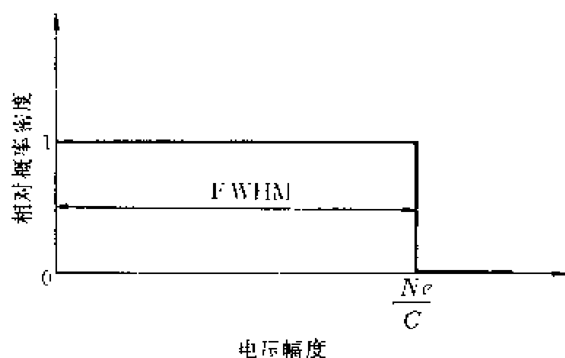


图1-2-3　平行板电离室电子电流的电荷Q_n在电容C上产生的电压幅度U_n的相对概率密度分布（未计及电子电荷数N的统计涨落）

如果把电离室做成圆柱形或球形，仅收集电子电流的电荷也可得到百分之几的分辨率。采用屏栅电离室，电子电流的电荷可以和粒子入射位置无关。目前半导体探测器大部份代替了屏栅电离室，所以这里不仔细分析它的输出信号了。有关圆柱形或球形电离室的输出电流波形可参看资料［1］。实际上，圆柱形电离室的输出电流波形同下面要谈到的同轴PIN探测器输出电流波形具有同样的表示式，不过参数不同。

上面的分析曾假定N个离子对最初全产生在 x_0 处。实际上，粒子径迹有一定长度，离

［1］ E. 科瓦尔斯基著，何殿祖译，核电子学，8—9页，图2.02，原子能出版社，1975年。

子对初始位置可能沿 x 方向有一定分布，漂移到极板的时间就有长有短。再加上漂移速度的涨落，就使得电离室输出电流波形的后沿不是从平顶跃变到零，而是有一定的下降时间，而且这个时间还有统计涨落。

1.2.2 PIN半导体探测器的输出电流波形

1．平面PIN探测器

如图1-2-4所示，平面PIN探测器[Ge(Li)、Si(Li)]都是正负电极连于两边的N型区和P型区，中间是本征层I，厚度为 d。入射粒子在本征层产生电子-空穴对。由于本征层内电场为常数，电子和空穴的收集过程和平行板电离室一样，只不过物理参数不同。主要一点是，在半导体中电子和空穴的迁移率μ_n和μ_p，不象气体中电子和离子那样有三个数量级的差别。在常温弱电场时（<1000V/cm），对于锗，$\mu_n\approx2\mu_p$；对于硅，$\mu_n\approx3\mu_p$。在低温(77K左右)弱电场时，对于锗，$\mu_n\approx\mu_p$；对于硅$\mu_n\approx2\mu_p$。当电场强度达到 10^4V/cm 以上时 μ_n、μ_p皆趋于饱和值，电子和空穴的饱和漂移速度皆约为10^7cm/s。图1-2-5表示了在电场强度<1000V/cm时，电子和空穴迁移率和温度的关系。

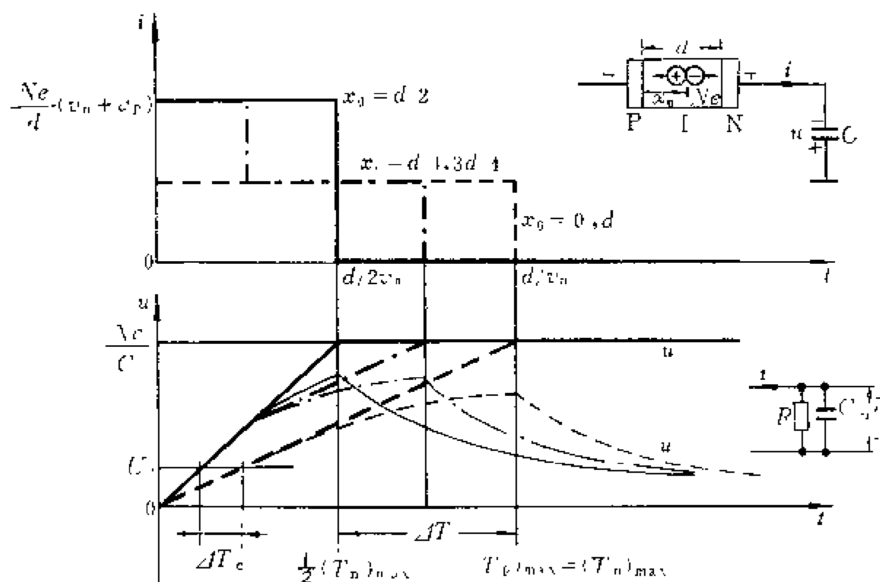


图1-2-4　$v_n=v_p$时，PIN探测器的输出电流i和在C上产生的电压u

PIN半导体探测器的本征层厚度 d 一般在 10mm 左右，因而电子和空穴的收集时间一般在10^{-7}s量级。也就是说，PIN探测器大约在10^{-7}s 内全收集电子电流和空穴电流的电荷。既能保持其比较好的固有能量分辨率，又可以工作在比较高的计数率下。

下面分析 PIN 探测器的输出电流波形。电流波形的前沿决定于粒子在探测器中的慢化时间（一般在10^{-10}—10^{-12}s 间）。以下的分析中都认为电流波形具有阶跃前沿。在半导体中，电子的漂移速度在弱电场时与电场强度成正比，空穴也是这样。在图 1-2-4 中，v_n、v_p 和 E 的方向关系不同，即

电子漂移速度$v_n=\mu_nE$

空穴漂移速度$v_p=-\mu_pE$

引用气体电离室中的电流公式，就有

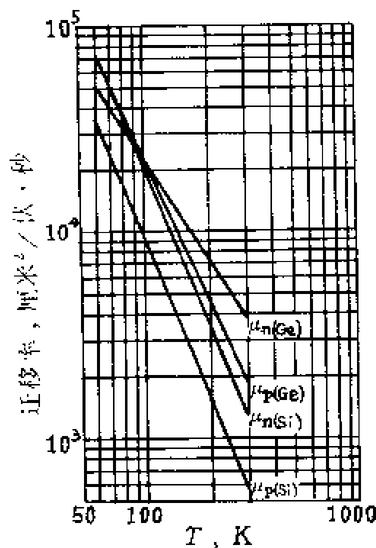


图1-2-5　在锗和硅中，电子n和空穴p的迁移率μ_n、μ_p与温度T的关系（本图取自E·科瓦尔斯基著，何谈祖泽，核电子学，第34页，图2.27）

电子电流 $i_n=\frac{Ne}{d}v_n=\frac{Ne}{d}\mu_n E$

$$=\frac{Ne\mu_n V_0}{d^2} \quad (1.2.10)$$

空穴电流 $i_p=-\frac{Ne}{d}v_p=\frac{Ne}{d}\mu_p E$

$$=\frac{Ne\mu_p V_0}{d^2} \quad (1.2.11)$$

总输出电流 $i=i_n+i_p=\frac{NeE}{d}(\mu_n+\mu_p)$

式中V_0为探测器的外加电压。

图1-2-4 中假定$\mu_n=\mu_p$。由图可见，在$x_0=0$和$x_0=d$时，载流子的收集时间最大，分别为$(T_n)_{max}=d/v_n$和$(T_p)_{max}=d/v_p$。都约为10^{-7}s量级。在$x_0=d/2$时，$T_n=T_p$，收集时间最小，为$1/2(T_n)_{max}$或$1/2(T_p)_{max}$。载流子收集时间的变化范围为

$$\Delta T=\frac{d}{2v_n}=\frac{d}{2v_p} \quad (1.2.12)$$

ΔT一般大约是几十毫微秒。如果以输出电压u上升到某一给定阈值U_0的时间作为粒子入射时间的信息，则此时间相对粒子入射时间的延迟T_d是涨落的。即

$$T_d=\left(\frac{d}{2v_n}-\frac{d}{v_n}\right)\frac{U_0}{Ne/C} \quad (1.2.13)$$

T_d的变动范围称为时间游动（第九章）[1)]，设为ΔT_d。在u直线上升时，

$$\Delta T_d=\Delta T\frac{U_0}{\frac{Ne}{C}} \quad (1.2.14)$$

如果ΔT为几十毫微秒 $U_0\Big/\left(\frac{Ne}{C}\right)=0.1$，由此得到的粒子入射时间信息，将有几毫微秒的涨落，这要影响时间分辨率。

*为了分析各种半导体探测器电荷收集时间的涨落范围ΔT，有两点是值得注意的。

(1)当初始电离发生在正极附近时，空穴收集时间最大，等于空穴漂移过极距的时间$(T_p)_{max}$；当电离最初发生在负极附近时，电子收集时间最大，等于$(T_n)_{max}$。因为假设了载流子漂移速度在同样电场强度下与迁移率成正比，所以不管电场强度如何分布，处处电子漂移速度和空穴漂移速度之比皆等于迁移率μ_n和μ_p之比。即

$$\frac{v_n}{v_p}=\frac{\mu_n}{\mu_p}$$

而电子和空穴漂移过全极距d时，经历的是同样电场分布的空间，所以

1) 时间游动——Time walk.

$$\frac{(T_p)_{max}}{(T_n)_{max}}=\frac{\frac{1}{v_p}}{\frac{1}{v_n}}=\frac{\mu_n}{\mu_p} \tag{1.2.15}$$

（2）设粒子入射位置$x_0=x_{0m}$时恰使电子漂移时间T_n等于空穴漂移时间T_p，则探测器的电荷收集时间最小，设为$(T_{pn})_{min}$。这是因为x_0向任何方向偏离x_{0m}，都会使一种载流子的漂移时间更大。但是在假设μ_n、μ_p是常数和$v_n/v_p=\mu_n/\mu_p$的情况下，$(T_{pn})_{min}$和$(T_p)_{max}$、$(T_n)_{max}$间有如下关系：对于$(T_p)_{max}$，它显然应等于空穴从x_{0m}漂移到收集极的时间$(T_{pn})_{min}$再加上空穴从另一收集极漂移到x_{0m}的时间。现在已知电子从x_{0m}漂移到这另一收集极的时间为$(T_{pn})_{min}$，不管这一段路上电场分布如何，空穴漂移过这同一段路程所需的时间皆为电子漂移所需时间的μ_n/μ_p倍。所以

$$(T_p)_{max}=(T_{pn})_{min}+\frac{\mu_n}{\mu_p}(T_{pn})_{min}$$

即

$$(T_{pn})_{min}=\frac{\mu_p}{\mu_n+\mu_p}(T_p)_{max} \tag{1.2.16}$$

同理

$$(T_{pn})_{min}=\frac{\mu_n}{\mu_n+\mu_p}(T_n)_{max} \tag{1.2.16'}$$

在$(T_p)_{max}>(T_n)_{max}$时，载流子收集时间的涨落范围为

$$\Delta T=(T_p)_{max}-\frac{\mu_p}{\mu_p+\mu_n}(T_p)_{max}$$

$$=\frac{\mu_n}{\mu_n+\mu_p}(T_p)_{max} \tag{1.2.17}$$

在电场均匀分布时，电子和空穴漂移速度有恒定值v_n、v_p，上式可表示为

$$\Delta T=\frac{v_n}{v_n+v_p}(T_p)_{max}=\frac{v_n}{v_n+v_p}\cdot\frac{d}{v_p} \tag{1.2.18}$$

在$v_n=v_p$时，$\Delta T=\frac{1}{2}\ \frac{d}{v_p}$，即（1.2.12）式。但（1.2.17）式可用来计算任何类型的半导体探测器，只要满足前面的假设：μ_n、μ_p为常数，$v_n/v_p=\mu_n/\mu_p$。

对于气体电离室，我们没有提出最小收集时间的概念，因为在电离室里，电子迁移率比离子迁移率约大1000倍。按（1.2.16′）式，最小电荷收集时间近似为电子的最大收集时间。按（1.2.17）式电荷收集时间的涨落范围则近似等于离子最大收集时间。

在分析气体电离室和半导体PIN探测器的输出电压u时，都曾假定外回路负载Z是电容C。如果Z只是C，u就持续无限长时间，，随后入射的粒子产生的输出信号就不断叠加起来。所以C上的电荷应当用合适的方法放掉。如果在C上并联一个电阻R，就可起到这个放电的作用。在R的数值比较小时，可以使各个粒子引起的输出信号u不致重叠。但是，在时间常数RC比较小时，在探测器输出电流i给C充电的同时，就有相当多的电荷通过R放掉，u就达不到稳定值Ne/C。这就是下一章要谈的弹道亏损。在图1-2-4上，用细线画出了$RC=d/v_n$时的输出电压波形u'。可以看出，u'的幅度小于Ne/C，而且随粒子入射位置x_0而涨落，这将使能量分辨率变坏。第五、第六章将仔细讨论这些问题。

为了进一步熟悉探测器中的电荷收集过程，下面画出 PIN 探测器在 $v_n=2v_p$ 时的输出电流波形图（图1-2-6）。这是假设处于低温弱电场下的 Si（Li）平面探测器中的情况（$\mu_n\approx 2\mu_p$）。此图作为练习分析，不再解释。

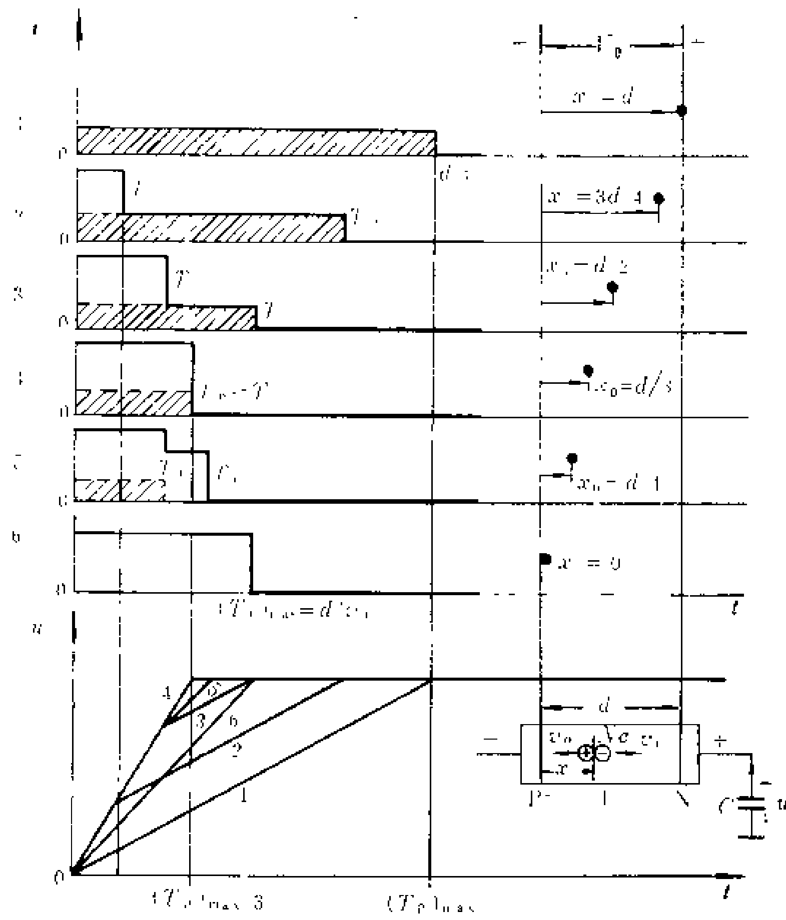


图1-2-6 $v_n=2v_p$ 时，平面 PIN 探测器的输出电流 i 和在 C 上产生的电压 u
（阴影线部分为空穴电流 i_p）

*2. 同轴 PIN 探测器

我们知道，同轴PIN探测器的灵敏体积可以做得比平面PIN探测器的大，探测效率高。但是由于同轴结构，外壁附近电场弱，载流子陷落影响大，能量分辨率不如平面型的；又由于在靠近外壁处载流子漂移速度慢，收集速度也不如平面型的。另外，同轴探测器的极间电容也比较大，约为几十微微法或更大。下面分析双开端同轴 PIN 探测器的输出电流波形。分析方法和以前一样，只不过几何条件不同。

如图1-2-7，同轴 PIN 探测器的P芯半径为 a，N型外壁半径为 b。如果在离轴心为x处有电子电荷 Ne 时，外壁（粗略看作导体）上的感应正电荷为

$$q_n=Ne\frac{\ln\left(\dfrac{x}{a}\right)}{\ln\left(\dfrac{b}{a}\right)} \tag{1.2.19}$$

P芯上的感应正电荷为 $Ne-q_n$。

当电子在电场作用下以速度 $v_n=dx/dt$ 向外壁漂移时，P芯上感应正电荷减少，流出P

芯的电流为

$$i_n=\frac{dq_n}{dt}=-\frac{Ne}{x\ln\left(\frac{b}{a}\right)}\frac{dx}{dt} \tag{1.2.20}$$

在同轴结构中，电场强度沿 x 的分布为

$$E(x)=-\frac{V_0}{x\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \tag{1.2.21}$$

由此即可以算出，初始位置在 x_0 的电子收集时间为

$$T_n=\frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2\mu_n V_0}(b^2-x_0^2) \tag{1.2.22}$$

电子电流（$0\leqslant t\leqslant T_n$）为

$$i_n=\frac{Ne\mu_n V_0}{\left(\ln\frac{b}{a}\right)^2}\left[x_0^2+(b^2-x_0^2)\frac{t}{T_n}\right]^{-1} \tag{1.2.23}$$

空穴收集时间为

$$T_p=\frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2\mu_p V_0}(x_0^2-a^2) \tag{1.2.24}$$

同理空穴电流（$0\leqslant t\leqslant T_p$）为

$$i_p=\frac{Ne\mu_p V_0}{\left(\ln\frac{b}{a}\right)^2}\left[x_0^2-(x_0^2-a^2)\frac{t}{T_p}\right]^{-1} \tag{1.2.25}$$

i_n 和 i_p 的波形如图 1-2-7 所示（设 $\mu_n=\mu_p$），其中(a)是 $x_0=a$ 和 $x_0=b$ 的情况，(b)是 x_0 在 a 与 b 间时的情况（下详）。此图由（1.2.23）和（1.2.25）式画出，作图时注意到下述特点是方便的。

（1）当 $\mu_n=\mu_p$ 时，对于任何 x_0，t 时刻的 i_p 在数值上等于由 i_n 公式算出来的在 $-t$ 时刻的 i_n。反过来也是一样。也就是说，在 $0\leqslant|-t|\leqslant T_p$ 的范围内，将 i_n 沿 $-t$ 方向画出，就是 i_p 的镜象。反之亦然。

（2）当 $\mu_n=k\mu_p$ 时，上述原则也是可用的，但是以 i_p 的 $-t$ 部分（虚线）作为镜象画 i_n 时，幅度要乘以 k，时间要除以 k。反之幅度除以 k，时间乘以 k。

通常 $\mu_n\geqslant\mu_p$，所以全部载流子的收集时间决定于 $x_0=b$ 时的空穴漂移时间，由（1.2.24）式得

$$(T_p)_{max}=\frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2\mu_p V_0}(b^2-a^2) \tag{1.2.26}$$

再代入（1.2.16）式得

$$(T_{pn})_{max}=\frac{\mu_p}{\mu_p+\mu_n}(T_p)_{max}$$

$$=\frac{\mu_p \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2(\mu_p+\mu_n)\mu_p V_0}(b^2-a^2) \tag{1.2.27}$$

把上式代入（1.2.22）或（1.2.24）式可得 $T_n=T_p=(T_{pn})_{min}$ 时的 x_{0m}，即

$$x_{0m}=\left[\frac{\mu_n}{\mu_p+\mu_n}\left(a^2+\frac{\mu_p}{\mu_n}b^2\right)\right]^{1/2} \tag{1.2.28}$$

当 $\mu_n=\mu_p$ 时，得

$$x_{0m}=\left[\frac{1}{2}(a^2+b^2)\right]^{1/2} \tag{1.2.29}$$

载流子收集时间的涨落范围为

$$\Delta T=(T_p)_{max}-(T_{pn})_{min}$$

$$=\frac{\mu_n \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2(\mu_n+\mu_p)\mu_p V_0}(b^2-a^2) \tag{1.2.30}$$

在图 1-2-7(c) 上画了 i 在电容C上形成的电压 u。

在$a=0.5$cm，$b=1.5$cm时，同轴PIN探测器的最大载流子收集时间$(T_p)_{max}$ 和收集时间

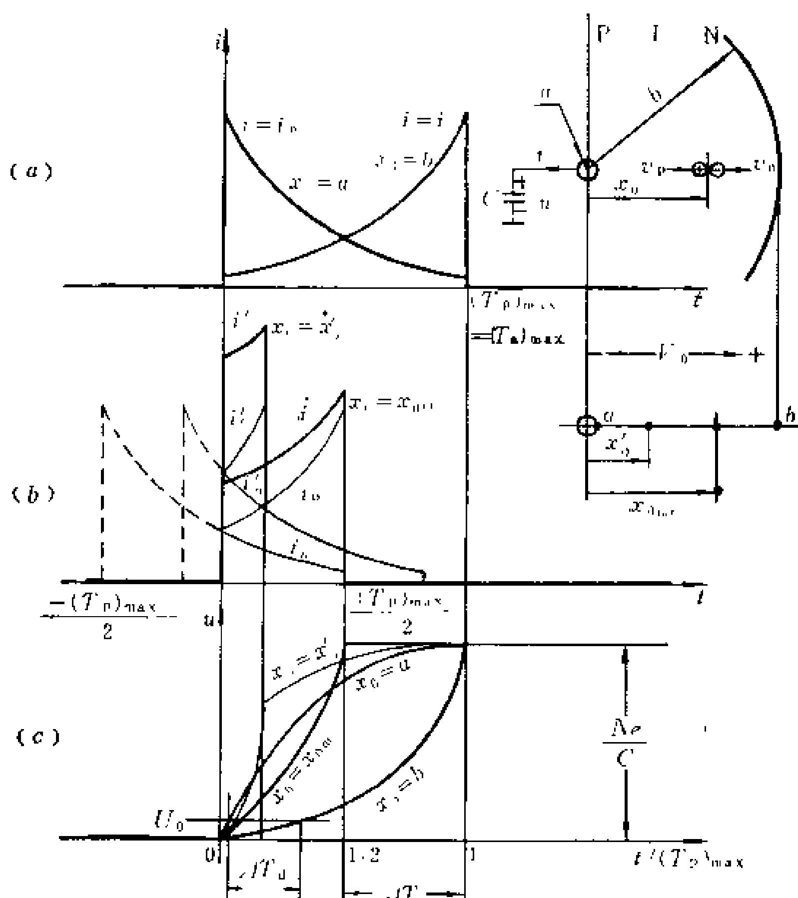


图1-2-7　同轴PIN探测器的输出电流波形波（a）（b）
和在电容 C 上得到的电压波形（c）（设$\mu_n=\mu_p$）

涨落 ΔT 约比本征层厚度为 $d=b-a$ 的平面型 PIN 探测器大 10% 左右，其输出电压 u 的上升曲线形状因 x_0 而有很大差别。如以 u 达到某一阈值 U_0[图1-2-7(c)] 的时刻作为粒子入射时间的信息，则此信息的涨落也比平面 PIN 探测器大（比较图 1-2-7 和图1-2-4）。

1.2.3 PN 结半导体探测器的输出电流波形

PN 结探测器有扩散结型的和面垒型的。实际拉制的硅单晶总有剩余杂质硼，所以是 P 型的。扩散结探测器就是用 P 型硅来做基体，然后扩散进一层施主杂质而形成 N 型薄层（约 1μm）制成的。这个薄层既作为一个极，又是粒子入射窗。制造面垒型探测器要先制备成 N 型硅来作基体，然后通过氧化面得 P 型薄层，再用金层覆盖并焊引出线。所以常称为金硅面垒型探测器。这两种探测器工作原理相同，在分析它们的输出信号时，我们只需注意到面垒探测器的薄层是 P 型，工作时加的是负电位；扩散结探测器的薄层是 N 型，工作时加的是正电位。这两种探测器在生产和使用上的特点，在有关探测器的书中都有论述。

PN 结探测器由于其灵敏区（耗尽层）中有空间电荷，即使是平面型结构，电场分布也是不均匀的。按照半导体理论，PN 结的耗尽层内的电场分布近于直线[图1-2-8(a)]：

$$E(x)=\frac{2V_0}{d}\left(\frac{d-x}{d}\right) \tag{1.2.31}$$

式中 V_0 为加在 PN 结上的外电压；d 为耗尽层厚度：

$$d=(2\varepsilon\rho\mu V_0)^{1/2} \tag{1.2.32}$$

式中 ε 是介电常数；μ 是多数载流子迁移率；ρ 是电阻率。由上式可知，PN 结探测器可以通过改变电源电压 V_0 来改变耗尽层厚度 d，以适应探测不同性质、不同能量粒子的需要。但是，当电源电压 V_0 增大到某一数值 V_M 后，d 等于基体全部厚度，称为全耗尽。此时的电场强度分布如图1-2-8(b)，表示式为

$$E(x)=\frac{2V_M}{d}\left(\frac{d-x}{d}\right)+\frac{V_0-V_M}{d} \tag{1.2.33}$$

PN 结探测器由于耗尽层厚度比较薄（100μm－1mm），结电容 C_d 是相当大的，通常为几十到几百 pF。单位面积的结电容为

$$C_{d0}=\frac{\varepsilon}{4\pi d}=\frac{\varepsilon}{4\pi\sqrt{2\varepsilon\rho\mu V_0}}=\frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon}{2\rho\mu V_0}} \tag{1.2.34}$$

对于 N 型硅
$$C_{d0}\approx\frac{2\times10^4}{\sqrt{\rho V_0}}\text{pF/cm}^2 \tag{1.2.35}$$

对于 P 型硅
$$C_{d0}\approx\frac{3.7\times10^4}{\sqrt{\rho V_0}}\text{pF/cm}^2 \tag{1.2.36}$$

由于PN结探测器的结电容比较大，而且与 V_0 有关，即使电荷能全收集，所得信号电压的幅度也是与V_0有关的，所以适于采用输入电容非常大的电荷灵敏型前置放大器（第四章），使 C_d 变化的影响减少。

我们以图1-2-8(a) 为例来分析载流子收集时间和输出电流波形。分析方法和以前一样，可以算出电子电荷收集时间为

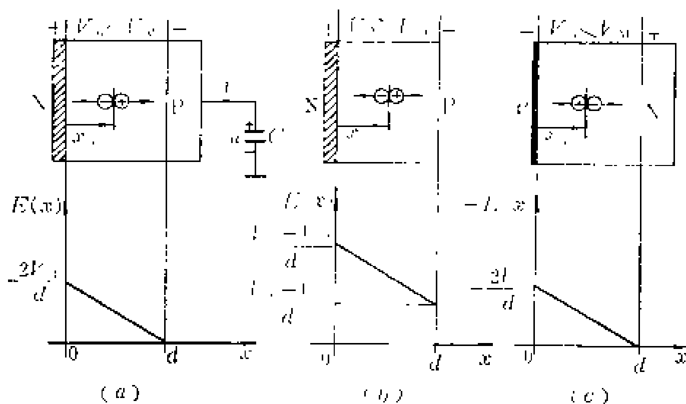


图1-2-8 PN结探测器中的电场强度分布
(a) 部分耗尽扩散结型 (b) 全耗尽扩散结型 (c) 部分耗尽面垒型

$$T_n=\frac{d^2}{2\mu_n V_0}\ln\frac{d}{d-x_0}$$

$$=\tau_n\ln\frac{d}{d-x_0} \tag{1.2.37}$$

式中 $\tau_n=d^2/(2\mu_n V_0)$。在部分耗尽时，$d\propto V_0^{1/2}$，所以 τ_n 与 V_0 无关，只决定于材料，一般约为 10^{-9}s

电子电流（$0\leqslant t\leqslant T_n$）为

$$i_n=\frac{\left(1-\frac{x_0}{d}\right)Ne}{\tau_n}e^{t/\tau_n} \tag{1.2.38}$$

设空穴从 x_0 漂移到 x 所需的时间为 t_p，则

$$t_p=-\frac{d^2}{2\mu_p V_0}\ln\frac{d-x}{d-x_0} \tag{1.2.39}$$

而空穴收集时间 T_p 是 $x=d$ 时的 t_p，由上式，除 $x_0=d$ 外，$T_p=\infty$。这是由于在耗尽层右端电场强度下降到零所致。空穴电流 i_p 是随时间指数下降的。即

$$i_p=\frac{\left(1-\frac{x_0}{d}\right)}{\tau_p}e^{-t/\tau_p} \tag{1.2.40}$$

式中 $\tau_p=d^2/(2\mu_p V_0)$。和 τ_n 一样与 V_0 无关，一般也为 ns 量级。

（1-2-40）式表明 i_p 是指数衰减的，要全部收集 i_p 的电荷，收集时间 $T_p=\infty$。但是，在 $t=4.6\tau_p$ 时，可收集到 99 %以上的电荷。所以可以认为

$$(T_p)_{max}=4.6\tau_p=4.6\frac{d^2}{2\mu_p V_0} \tag{1.2.41}$$

由（1.2.39）式，当 $x_0=0$，在 $T_p=(T_p)_{max}=4.6\tau_p$ 时，$x=0.99d$。也就是说空穴从 $x=0$ 漂移到$0.99d$后，已有99%的电荷被收集。对于电子电流，由（1.2.38）式，在$d\geqslant x_0>0.99d$ 时，i_n 的数值甚小，我们可以只考虑 $x_0<0.99d$ 时的 i_n。这样，相当于近似地以$x=0.99d$为右边界。在此假设下，全部载流子的收集时间最小为

$$(T_{pn})_{min}=4.6\frac{\mu_p}{\mu_p+\mu_n}\tau_p \tag{1.2.42}$$

收集时间的涨落范围为

$$\Delta T=4.6\frac{\mu_n}{\mu_n+\mu_p}\tau_p \tag{1.2.43}$$

在 $\mu_n=3\mu_p$，$\tau_p=10^{-9}$s 时，ΔT 为 4ns。如以 u 达到某一比较低的阈值的时刻来作为粒子入射时间信息，时间的涨落约可小于 1ns。

图1-2-9(a) 到 (c) 画出了 PN 结探测器（扩散结）的输出电流 i 和在电容 C 上产生的电压 u。图1-2-9(b) 画出了 $x_0=x_{0m}$ 时的输出电流波形，此时 $T_n=T_p=(T_{pn})_{min}=(T_p)_{max}/4$（设 $\mu_n=3\mu_p$）。图 (d)是面垒型 PN 结探测器在同样条件下的输出电压 u 的波形。由于 $x_0=0.99d$ 时空穴从弱电场区向左漂移，所以起始时 u 上升得很慢。

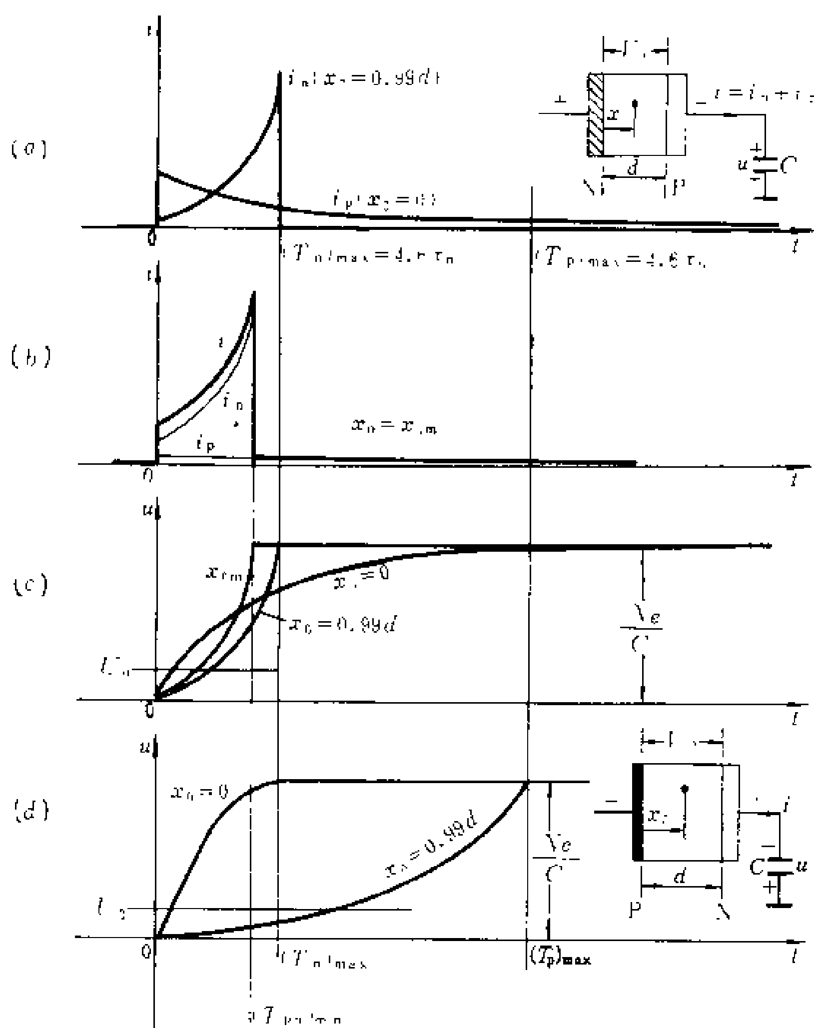


图1-2-9　PN 结探测器的输出电流 i(a)、(b) 和在 C 上产生的电压 u(c)、(d)
($\mu_n=3\mu_p$)

对于全耗尽型 PN 结探测器，由于 $x=d$ 处电场强度不为零，收集时间较短；又由于没

有未耗尽区的体电阻串联在输出回路中，可以避免这个电阻和电容C的积分作用，u的上升时间可达10^{-9}s或更小。

很薄的全耗尽型PN结探测器，粒子能穿透时，其输出电荷量不与粒子能量成正比，而是和粒子的比电离（单位射程上消耗的能量）$\Delta E/\Delta x$成正比，称为$\Delta E/\Delta x$探测器或ΔE探测器。这种探测器有较好的时间分辨本领。

PN结探测器除近年使用高纯锗做的以外，由于电阻率不够高，耗尽层厚度通常较薄，常用来探测重带电粒子和裂变碎片的能量。重带电粒子和裂变碎片的射程很短，所产生的电子-空穴对密度很大。假定电离区的原始半径是10^{-4}cm量级，对5MeV的α粒子，电荷密度约为10^{19}电子电荷/cm^3；对裂变碎片约为10^{23}电子电荷/cm^3。这样高的电荷密度除增加复合几率而影响能量分辨率外，还足以产生等离子体。等离子体造成局部电场减弱，待电子、空穴扩散开和电场恢复后，电子、空穴才能漂移，因而电荷的收集出现延迟。这个延迟时间大约和电场强度E的平方成反比。对于α粒子，在$E>10^4$V/cm时，可以小于1ns；对于裂变碎片约为几毫微秒。在E小时，延迟时间显著加大。这一特性也可用来甄别重带电粒子。

*1.2.4 粒子径迹对半导体探测器输出电流波形的影响

在前面的分析中我们都假定入射粒子只在探测器中某一点引起初始电离，即假定N对离子对都集中在$x=x_0$处。实际上，粒子一进入探测器就沿径迹引起电离。如图1-2-10，如果粒子从P面入射，径迹沿x方向的分量为l_x，则离子对的初始位置x_0在0到l_x之间（如果在粒子沿x的反方向入射时，则x_0在d到$(d-l_x)$之间）。这样，输出电流就是收集l_x范围内x_0为各种数值的离子对的结果。利用前面在x_0为单值时得到的结论，可以得到x_0沿径迹分布时的输出电流。为简单起见，以下都假定离子对沿l_x均匀分布。

1. PIN探测器在粒子射程为l_x时的输出电流

如图1-2-10，粒子从P面入射，沿x方向的射程为l_x。在电场作用下，$x_0=0$到l_x的电子向右漂移。在$x_0=l_x$处的电子到达右边界前，电子电流i_n等于常数。设$x_0=l_x$的电子到达右边界所需的时间为T_{n1}，则

$$T_{n1}=\frac{d}{\mu_n V_0}(d-l_x)$$

在$0\leqslant t\leqslant T_{n1}$，

$$i_n=Ne\frac{\mu_n V_0}{d^2} \tag{1.2.44}$$

在T_{n1}之后，i_n直线下降。因为在电场中漂移的电子数直线下降（图1-2-10）。初始位置$x_0=0$的电子漂移到右边界后，$i_n=0$。粒子从P面入射时，总有$x_0=0$的离子对，所以电子的收集时间就是电子的最大收集时间，即$T_n=(T_n)_{max}=d/v_n=d^2/(\mu_n V_0)$。

在$T_{n1}\leqslant t\leqslant(T_n)_{max}$时，

$$\begin{aligned}i_n&=\frac{Ne\mu_n V_0}{d^2}\left(1-\frac{t-T_{n1}}{(T_n)_{max}-T_{n1}}\right)\\&=\frac{Ne}{(T_n)_{max}}\left[1-\frac{d(t-T_{n1})}{l_x(T_n)_{max}}\right]\end{aligned} \tag{1.2.45}$$

空穴向左漂移时，设$x=l_x$的空穴漂移到$x=0$的时间为T_{p1}，则

$$T_{p1}=\frac{d}{\mu_p V_0}\,l_x=(T_p)_{\max}\frac{l_x}{d}$$

空穴从漂移开始，数目就直线减少，所以在 $0\leqslant t\leqslant T_{p1}$ 时，

$$i_p=\frac{Ne\mu_p V_0}{d^2}\left(1-\frac{t}{T_{p1}}\right)$$

$$=\frac{Ne}{(T_p)_{\max}}\left(1-\frac{d}{l_x}\frac{t}{(T_p)_{\max}}\right) \qquad (1.2.46)$$

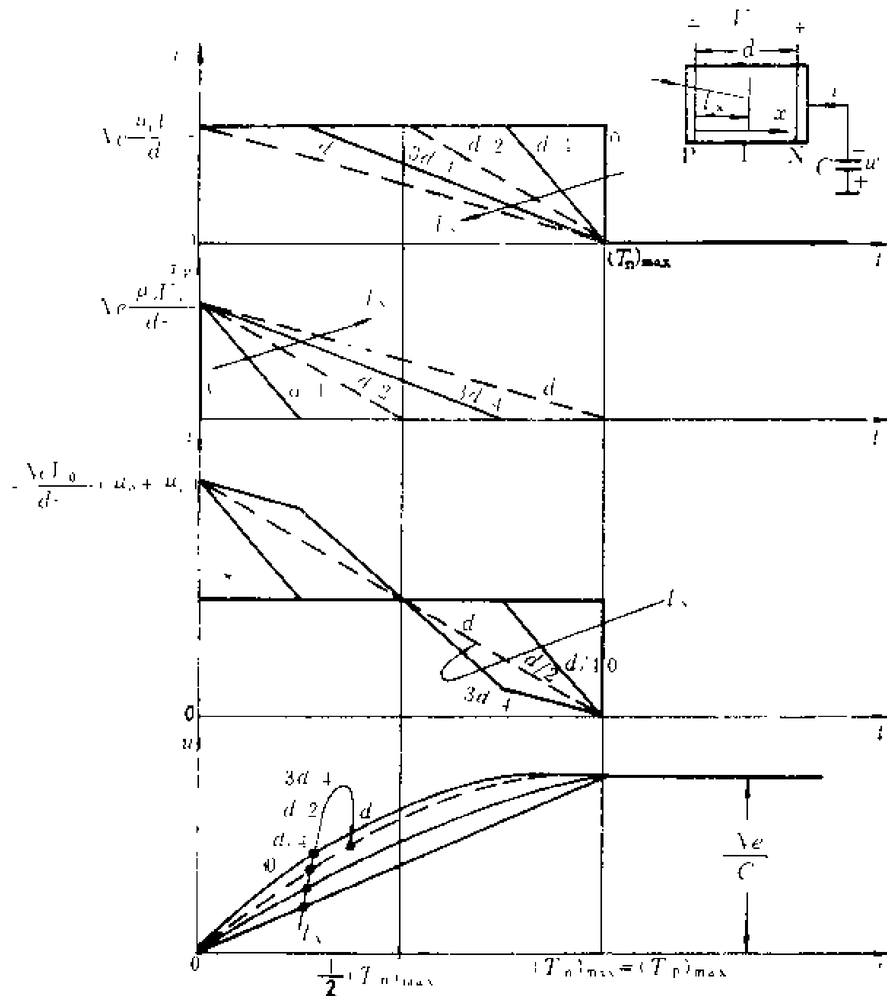


图1-2-10　射程沿 x 方向分量为 l_x 时，平面 PIN 探测器在粒子由 P 面入射时的输出电流 i 和在 C 上产生的电压 u ($\mu_n=\mu_p$)

图 1-2-10 上画了不同 l_x 时的输出电流 $i=i_n+i_p$。因为假设了 $\mu_n=\mu_p$，所以对于 $l_x=0$ 到 $l_x=d$，载流子全收集时间都是 $(T_n)_{\max}$。只是 l_x 不同时，由于空穴收集时间不同，i 的波形有所不同。所以，i 在电容 C 上产生的电压波形 u，都是在 $t=(T_n)_{\max}=(T_p)_{\max}$ 时达到稳态值，其上升速度 $du/dt=i/C$ 则因 l_x 而有所不同。比较图1-2-4和图1-2-10中的 u，可知，尽管 u 达到稳态值的时间不同，但在图 1-2-10 中的收集时间不超过图 1-2-4 的。尽管 u 上升过程的曲线形状不同，在图1-2-10中 u 的上升时间变化范围也不超过图1-2-4的。其实，径迹中离子对的初始位置 x_0 总在 0 到 d 之内，由径迹内各离子对的漂移所得到的输出电流波形，可以认为是 x_0 为单值时的某种平均，而平均值的变化范围不会超出 x_0 为单值时的变

化范围。所以考虑径迹时载流子收集时间及其变化范围都不会超出x_0为单值时的情况。也就是说，以前假定x_0为单值时得出的最大、最小载流子收集时间$(T_p)_{max}$、$(T_{pn})_{min}$以及在u上升到某一阈值时确定的时间信息涨落ΔT_d，都可用来估计径迹有一定长度时的情况。后者的数值不超过前者的范围。在某些情况下时间信息的涨落范围可能比x_0为单值时小得多。

2. PN结探测器在粒子射程为l_x时的输出电流

和上面叙述过的一样，考虑粒子射程时，PN结探测器的电荷收集时间及u上升到某一阈值的时间游动，可用图1-2-9来估计。但是，如果仔细分析u的上升过程，面垒型和扩散型是不同的。对于扩散型，电子向强场区漂移，空穴向弱场区漂移。$l_x=0$时，载流子收集过程和离子对集中在$x_0=0$时一样〔图1-2-9(c)〕。载流子全收集的时间决定于$(T_p)_{max}$（设$\mu_n>\mu_p$）。当l_x增大时，向强场区漂移的电子对电流的贡献增大，而电子漂移速度快，所以u的上升曲线随l_x增大而变陡。上升时间T_R减小（以u从稳态值的0.1上升到0.9作为上升时间T_R）。

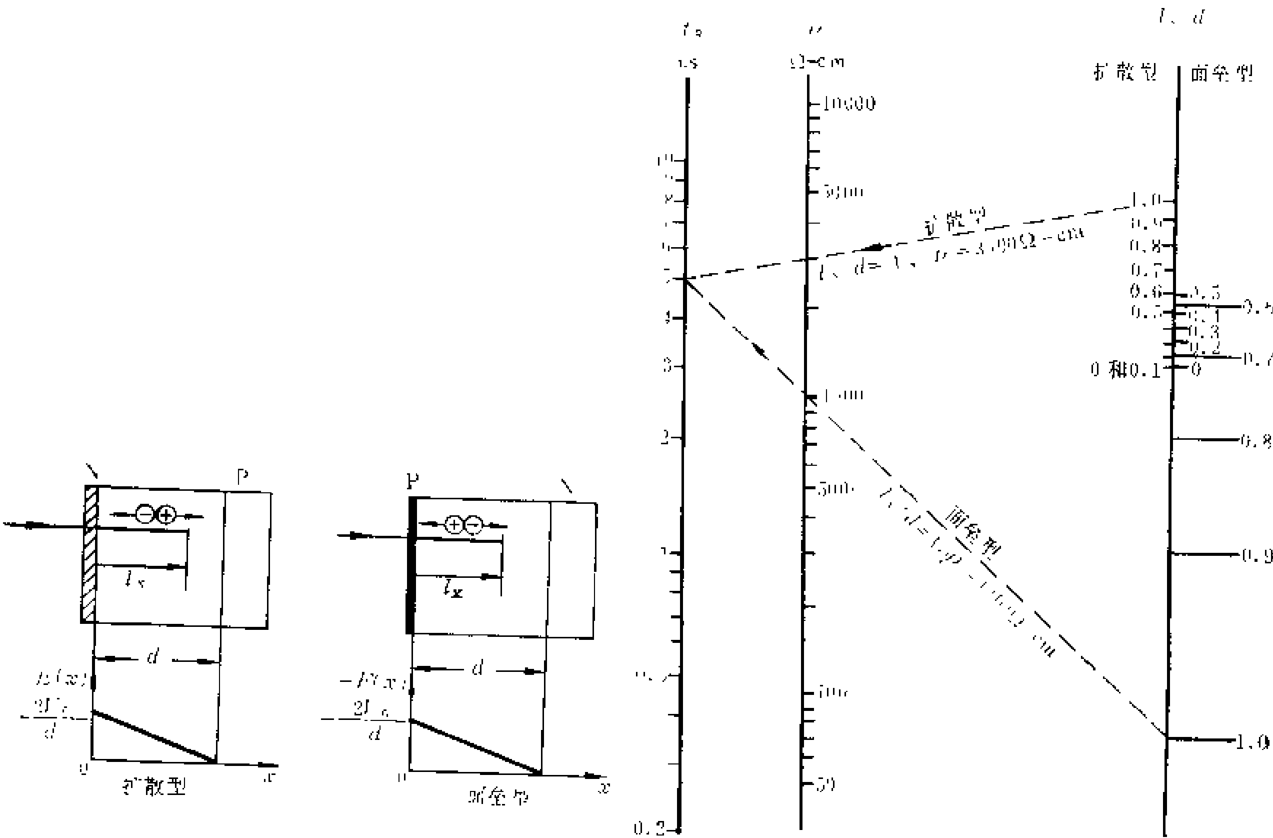


图1-2-11　PN结探测器在不同相对射程l_x/d时的输出电压上升时间

对于面垒型，空穴向强场区漂移，电子向弱电场区漂移。$l_x=0$时，载流子收集过程和离子对集中在$x_0=0$时一样〔图1-2-9(d)〕，载流子收集时间为$(T_n)_{max}$。当l_x增大时，出现向强场区漂移的空穴对输出电流的贡献，u的上升时间减小；但是，当l_x增大到一定数值后，空穴要漂移比较长的时间才能到达左边界，u的上升速度减慢。当$l_x=d$时，收集空穴所需的时间即为$(T_p)_{max}$。在$\mu_n=3\mu_p$时，$(T_p)_{max}=3(T_n)_{max}$。所以对于面垒型PN结探测器，射程l_x由0增到d时，输出电压u的上升时间先是随l_x增大而减小，随后又随l_x的增大而增大。

在图1-2-11上，画出了在不同相对射程 l_x/d 时，u 的上升时间列线图[1]。此列线图是根据粒子径迹上电子-空穴对分布均匀和迁移率不因电场而变的假设绘制的。另外，由于扩散型用P型硅作基体，面垒型用N型硅作基体，常温下 $\mu_n \approx 3\mu_p$，按（1.2.38）式如偏压 V_0 相同，只有扩散型的基体电阻率 ρ 为面垒型的基体电阻率的三倍时，才有同样的耗尽层厚度 d。例如，面垒型 $\rho = 1000\Omega\text{cm}$ 时，扩散型 $\rho = 3000\Omega\text{cm}$ 在同样 V_0 时有同样 d 和同样 $E(x)$ 分布。从图1-2-11可得，l_x/d 分别为0，0.5和1时，面垒型 T_R 约为2.3，2和5ns；扩散型 T_R 约为7，6和5ns。

*1.2.5 正比计数管的输出电流波形

正比计数管的横断面如图1-2-12所示。丝极相对于圆筒为正电位，离子对中的电子向丝极漂移。当电子漂移到丝极附近时，由于丝极很细（例如半径 $a = 0.05\text{mm}$）电场强度很大，与气体碰撞引起电离而产生出 A 倍的离子对。这一过程只局限在丝极附近约0.1mm的强场区域内。离子对中的电子瞬即漂移到丝极，对输出电荷贡献不大（一般 $<10\%$）。离子则从丝极漂向阴极圆筒，产生输出的离子电流 i_p。在正比计数管中，不管粒子入射位置如何，都要等初始电子漂移到丝极附近发生碰撞电离，产生 A 倍离子漂向阴极，才有输出电流 i_p。因而 i_p 的波形与初始电离位置无关。至于粒子初始电离产生的电子和离子，它们引起的输出电荷只占总信号电荷的 $1/(1+A)$，可以忽略不计。这样，在计算正比计数管输出电流波形时，只需计算离子从丝极漂移到阴极所产生的输出电流。因为正比计数管是同轴结构，我们可以引用同轴PIN探测器的计算公式。重写如下

$$i_n = \frac{Ne\mu_n V_0}{(\ln b/a)^2}\left[x_0^2 + (b^2 - x_0^2)\frac{t}{T_n}\right]^{-1}$$

式中

$$T_n = \frac{\ln(b/a)}{2\mu_n V_0}(b^2 - x_0^2)$$

计算 i_p 时，参数应修改如下

$\mu_n \longrightarrow \frac{\mu_p}{P}$ （P 为气压，见1.2.5式）

$Ne \longrightarrow ANe$

$x_0 \longrightarrow a$

$T_n \longrightarrow (T_p)_{max}$

则正比计数管输出电流 i 为

$$i = i_p = \frac{ANe\mu_p V_0}{P(\ln b/a)^2}\left[a^2 + (b^2 - a^2)\frac{t}{(T_p)_{max}}\right]^{-1} \tag{1.2.47}$$

式中

$$(T_p)_{max} = \frac{P\ln(b/a)}{2\mu_p V_0}(b^2 - a^2) \tag{1.2.48}$$

$(T_p)_{max}$ 通常是0.1—1ms。

实际正比计数管 b^2 比 a^2 大 10^5 左右。由（1.2.47）式可知，正比计数管的输出电流 i 在 $t/(T_p)_{max}$ 达到 10^{-3} 就下降到 $t=0$ 时的1%，但是 $t/(T_p)_{max}$ 在 10^{-3} 以内只输出总电流的40%。

---

[1] G. 伯托利尼A. 科什著，金羌、谭泽祖译，半导体探测器，第239页，原子能出版社，1975年。

好在正比计数管的输出电流波形和初始电离位置无关。我们仅收集 i 下降到 1 %以前的电荷也能和粒子能量成正比，收集时间就可以缩短到微秒量级。

至于输出信号的产生时刻，相对于粒子入射时刻是有延迟的，它等于电子从 x_0 漂移到丝极的时间；最大延迟是从 b 漂移到 a 的时间，约为 $(T_p)_{max}$ 的千分之一，即 0.1—1μs 左右。这在利用正比计数管输出信号来确定粒子入射时间时要注意。

如果考虑粒子径迹，输出电流相对于粒子入射时刻的延迟决定于径迹和丝极的最近距离。但是，由于粒子径迹上的电子是陆续到达丝极的，输出电流波形就具有一定上升时间(图1-2-12虚线)。此上升时间为0.1—1μs。

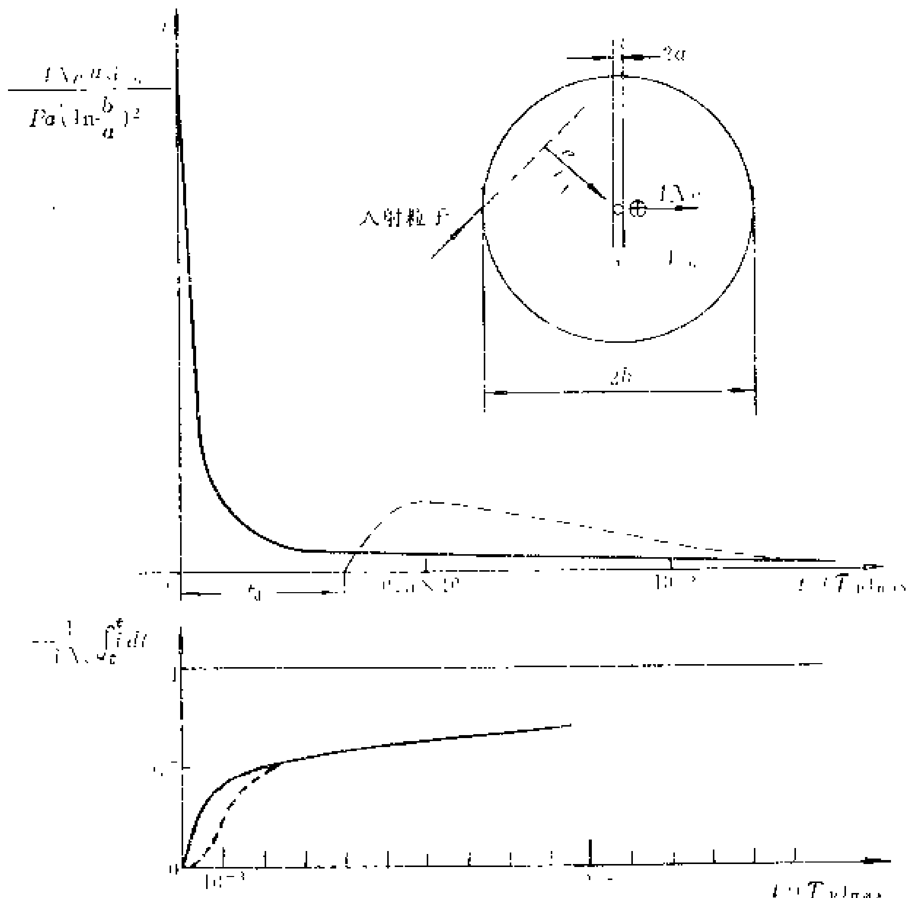


图 1-2-12　正比计数管的输出电流波形

(实线波形对应于 $x_0 \approx a$)

在含氢正比计数管中，利用中子与氢核弹性散射产生反冲质子，通过测量质子能量来确定中子能量。由于质子的比电离大，因此它在计数管中的径迹比较短。用这种计数管测中子时输出电流的波形和图1-2-12中的实线相近。此电流给负载电容充电可得到较陡的上升沿。用这种计数管测量γ射线时，由于γ射线的径迹长，输出电流波形将接近于图1-2-12虚线情况。此电流给负载电容充电时，上升时间较长。利用这一特点，通过电子学线路对信号进行处理，可以甄别出入射粒子是中子还是γ射线。

1.2.6　闪烁探测器的输出电流波形

闪烁探测器的输出电流波形比较复杂，因为从闪烁体发光到光电倍增管输出电流，经过

多种物理过程。

射线使原子或分子受激后，在退激时发光，发光是指数衰减的，一般同时有几个时间常数。为简单起见，我们先分析只有一个衰减时间常数时的情况。设光子脉冲中的光子总数为N_0，则光子脉冲的波形为

$$n=\frac{N_0}{\tau_0}e^{-t/\tau_0} \tag{1.2.49}$$

式中τ_0为荧光衰减时间常数。无机闪烁体的τ_0约为几百毫微秒，有机闪烁体约为几毫微秒（表1.2.1）。光子脉冲的波形如图1-2-13(b)。

表 1.2.1 部分闪烁体的荧光衰减时间常数

闪烁体		荧光衰减时间常数 τ_0 ns
无机	NaI(Tl)	230
	CsI(Tl)	1100
	ZnS(Ag)	200
	锂玻璃	100
有机	蒽	30
	芪	4.5
	对联三苯	5.5
	液体	1.6—3.7
	塑料	2—4

实际上，荧光衰减常有快慢不同的成分，不能单用一个τ_0表示。而且τ_0还与入射粒子种类有关。本表只给出快成分的大概数据。

光子在光电倍增管阴极上打出光电子。一个光电子经多次倍增后在阳极上得到$\overline{M}$个电子。$\overline{M}$是光电倍增管的平均倍增系数。这$\overline{M}$个电子到达阳极的时间，相对于光电子发射时间有一定延迟，称为渡越时间T_t。由于光阴极发射光电子的位置不同，电子渡越路径不同，T_t是涨落的［图1-2-13(c)］。其分布大致符合高斯分布。所以一个光电子在光电倍增管阳极形成的电流i_{a1}可表示为

$$i_{a1}=\frac{\overline{M}e}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_T}e^{-\frac{(t-T_t)^2}{2\sigma_T^2}} \tag{1.2.50}$$

式中σ_T为T_t的标准偏差，它和i_{a1}曲线半高宽T_{fwhm}的关系为

$$\sigma_T=\frac{T_{fwhm}}{2.355} \tag{1.2.51}$$

几种不同型式的光倍增管的时间特性见表1.2.2。

波形如（1.2.49）式的光子脉冲在光阴极上产生的光电子脉冲具有同样的波形

$$n_K=\frac{N_{K0}}{\tau_0}e^{-t/\tau_0} \tag{1.2.52}$$

式中N_{K0}为光阴极发射的总光电子数。在某一时刻t'到$t'+dt'$内发射的光电子数为

表1.2.2　光电倍增管的时间特性

结构型式	渡越时间 T_t ns	上升时间 t_R ns	T_t 涨落 T_{fwhm} ns	最大峰值输出电流 $(i_a)_{max}$ mA
百叶窗式	50—110	5—15	15—30	10—20
盒栅式	60—80	12—20	30—50	3—6
圆周聚焦式	18—35	1.5—2.2	2—5	20—30
直线聚焦式	20—45	1.8—2.2	2.7—5.5	50—100

$$dN_K = n_K dt' = \frac{N_{K0}}{\tau_0} e^{-t'/\tau_0} dt'$$

这些光子比粒子入射时间（$t=0$）晚了时间t'，到达光电倍增管的阳极后，电流波形为

$$di_a = \frac{Me(dN_K)}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_T} e^{-\frac{(t-T_t-t')^2}{2\sigma_T}}$$

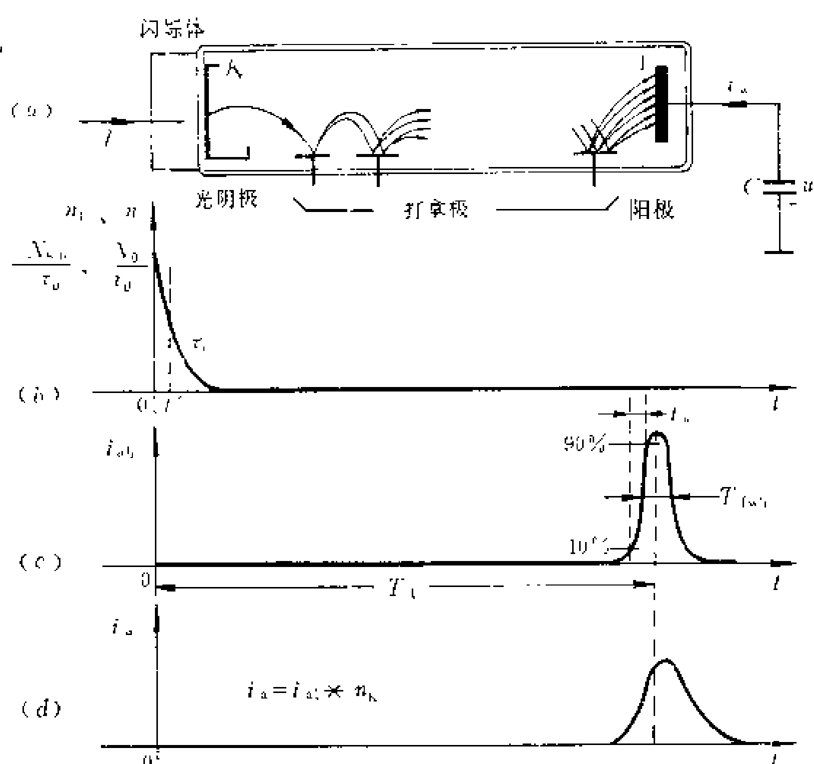


图1-2-13　闪烁探测器输出电流的形成

(a)光电倍增管中的电子倍增过程　(b)闪烁体的光脉冲波形　(c)光电倍增管光阴极发出一个光电子时在阳极得到的电流波形i_{a1}　(d)光电倍增管阳极输出电流波形i_a

整个光电子脉冲在光电倍增管阳极上产生的电流将如图1.2.13(d) 所示，其表示式为

$$i_a = \int_0^t di_a = \int_0^t \frac{Me}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_T} e^{-\frac{(t-T_t-t')^2}{2\sigma_T^2}} \cdot \frac{N_{K0}}{\tau_0} e^{-t'/\tau_0} dt' = i_{a1} * n_K$$

上式 * 为卷积分符号，关于卷积分的概念可参看第二章。

闪烁探测器用于获取时间信息时，为了减小渡越时间及其涨落，并得到比较大的输出阳极电流，通常提高光电倍增管的工作电压(在产品允许极限内)。由于此时阳极电流近于饱和，因此同粒子能量失去线性关系。如要同时获得幅度信息，可在阳极前的某个打拿极引出电流脉冲，其电荷量与被探测粒子能量有线性关系；其波形仍如（1.2.53）式，只不过 M、T_t、σ_T 都应是对于这一打拿极的。

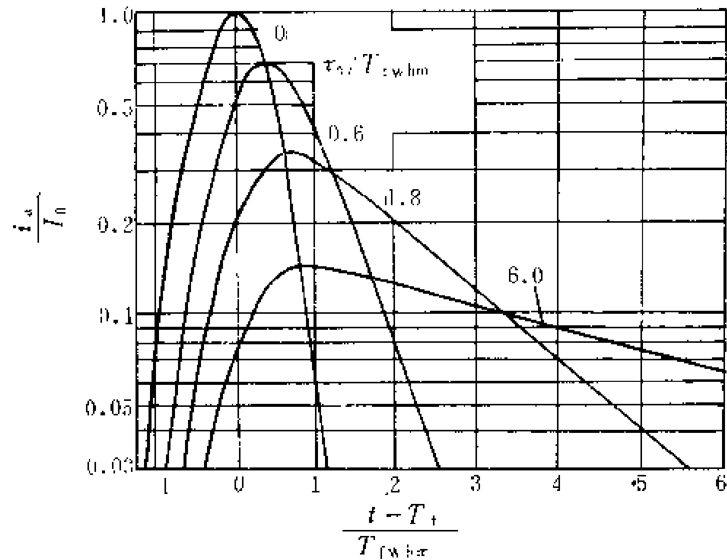


图 1-2-14 闪烁探测器的输出电流波形（一）

光电倍增管的渡越时间涨落 T_{fwhm} 一定，闪烁体荧光衰减时间常数 τ_0 不同时。

图中 $I_0=2.355\left(\frac{MN_{K_0}e}{\sqrt{2\pi}\,T_{fwhm}}\right)$

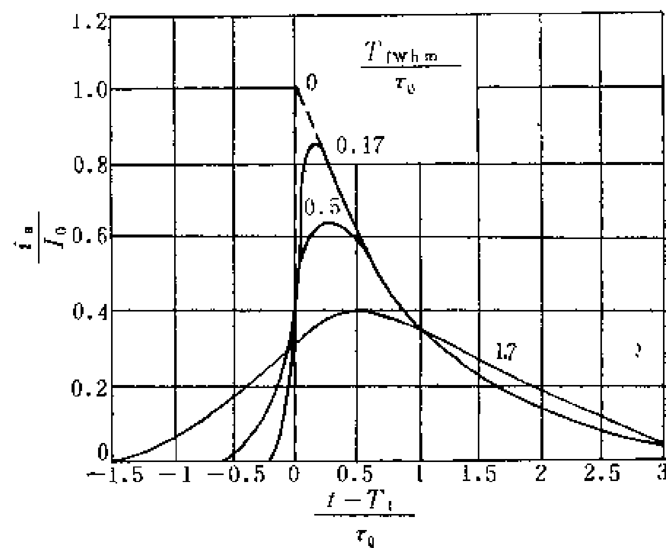


图 1-2-15 闪烁探测器的输出电流波形(二)

闪烁体的荧光衰减时间常数 τ_0 一定，光电倍增管的渡越时间涨落 T_{fwhm} 不同时。

图中 $I_0=\frac{MN_{K_0}e}{\tau_0}$

i_a的波形示于图1-2-14和图1-2-15[1]，这里以（1-2-51）式代入（1-2-53）式，用T_{fwhm}来表示渡越时间涨落。图1-2-14表示在光电倍增管的渡越时间涨落T_{fwhm}一定时，闪烁体荧光衰减常数τ_0对i_a波形的影响；图1-2-15则是τ_0一定时，T_{fwhm}对i_a波形的影响。

用一个单一的时间常数τ_0来表示荧光衰减过程是近似的。图1-2-16(a) 画了有两个衰减时间常数τ_1、τ_2时的光子脉冲波形。$\tau_2 \gg \tau_1$时，由τ_1决定的衰减成分称为快成分，由τ_2决定的衰减成分称为慢成分。快慢两种成分的比例与入射粒子的比电离有关；比电离大的慢成分多。图1-2-16(b)是芪闪烁体在入射粒子为α，快中子(产生反冲质子)和γ时的输出光脉冲波形[2]。这一特性可用来进行粒子甄别。

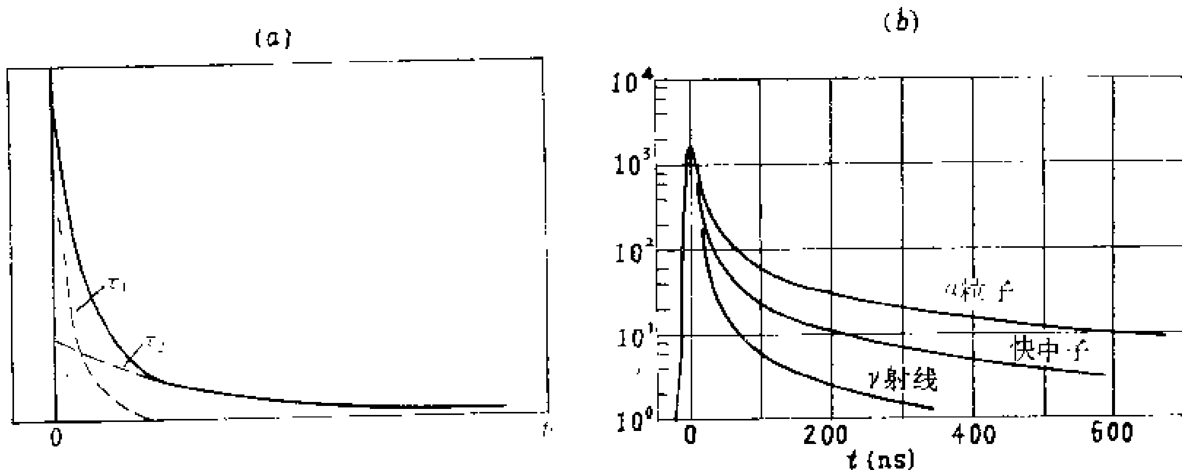


图 1-2-16 闪烁体的光子脉冲

(a) 闪烁体有两个荧光衰减时间常数τ_1、τ_2时（$\tau_2 > \tau_1$） (b) α、n、γ射线激发芪晶体时。

近年来发展起来的微通道板新型电子倍增器件1)，每一个进行电子倍增的通道直径可小到$10\mu m$，一块微通道板上有大量这种微通道，分别由一个或多个阳极引出；例如100个阳极排列成10×10矩阵，每一个阳极收集几千个微通道的电荷。由于每个微通道直径很小，电子渡越路径的分散性不大，渡越时间的涨落可小到0.1ns。渡越时间约1—2ns，倍增系数大于10^6。由于它的多阳极结构，可以作成位置灵敏探测器[3]。

第三节　探测器的电源

上一节分析过的几种探测器，形成输出电流的初始离子对数或光子数，决定于入射粒子的电离或激发过程，而最终输出的电流波形，决定于在外加电压下的电荷收集过程；总电荷有的还决定于外加电压引起的倍增过程。因此，给探测器提供合适的电源，是获得预期输出信号的一个重要条件。各种探测器对电源的极性、电压高低、电流大小和稳定度的要求是各不相同的，要注意合理选择。

[1] I. A. D. Lewis and F. H. Wells, Millimicrosecond Pulse Techniques, pp.274—275, Pergamau Press Ltd., 1959.
[2] L. M. Bollinger and G. E. Thomas, Rev. Sci. Instr. 32. 1044 (1961).
[3] G. Pietri, Proc. 2nd ISPRA Nuclear Electronics Symposium p.397, 1975.
1) 微通道板——Microchannel Plate (MCP).

选用电源的极性要考虑探测器的结构及后续电子线路的耦合方式。例如平行板电离室，可用正电源，也可用负电源。选用时主要考虑的是使外壳处于地电位，便于安装。圆柱型气体探测器多数是采用正电源，阴极圆筒接地作为屏蔽，阳极丝信号经高压隔直流电容引出。但某些采用直耦合猝熄电路的G-M管，为了保证后续线路处于低电位，必须用负高压给外筒供电。

对于闪烁探测器，当闪烁体和屏蔽外罩处于地电位时，为了减小光阴极漏电流噪声，往往使光阴极也处于地电位而采用正高压；但这时高压纹波和交流声也都通过隔直流电容输出，对信号电流产生干扰。为了减少这一干扰，有时采用负高压供电并设法减小光阴极漏电流。

对于半导体探测器，必须仔细根据产品说明书的要求接上极性合适的电源，否则容易使探测器损坏。

电源电压的高低要符合探测器产品说明书的额定值，太低了达不到额定特性，太高了可能损坏探测器。电源能够供给的电流和输出电压的稳定性也要按实际需要选择。例如，闪烁探测器要求电源给出较大电流（几毫安）并具有较高的电压稳定性（见1.1.21式)。对于分辨率很高的半导体探测器，采用小电流和低稳定度的电源就可以了。不合理的追求电源的高指标，使电源线路复杂，成本提高，可靠性反而降低。

1.3.1 探测器电源的技术指标和辅助功能

1. 稳定度

由上一节对探测器输出电流的分析可知，对于无倍增功能的探测器，外加电压只影响电荷收集速度，只对输出电流波形有影响，对总电荷无影响。如果后续信号处理电路能以总电荷数作为能量信息，对探测器的电源稳定度要求就不高。实际上，如第二、第五两章将要分析的，信号处理电路的输出信号幅度，有时会受输入信号波形的影响。所以，对无倍增功能的探测器，通常要求电源有1%的稳定度。对于具有倍增功能的探测器，由于其倍增系数与外加电压V_0有关，对电源稳定度就要求比较高。由（1.1.20)、(1.1.21）式可知，电源稳定性应比所要求的倍增系数好一个数量级。如闪烁探测器，在要求$\Delta\bar{M}/\bar{M}<1\%$时，电源稳定性要好于0.1%；正比计数管，在要求$\Delta\bar{A}/\bar{A}<0.2\%$时，电源稳定性要好于0.02%。所需的倍增系数稳定性$\Delta\bar{M}/\bar{M}$和$\Delta\bar{A}/\bar{A}$，是按探测器的固有能量分辨率来提的，一般希望前者只为后者的几分之一。

影响探测器电源稳定性的因素有：电网电压变化、负载变化、温度变化以及长时间工作中的元件特性变化。所以稳定度这一指标通常分成下述三个方面。

①瞬时稳定度　电网电压变化和负载电流变化时的输出电压稳定度称为瞬时稳定度。分别以电压调整率和负载调整率来表示。

电压调整率——电网电压在规定范围（通常为额定值±10%—±15%）内变化时，输出电压变化的百分数。

负载调整率——负载电流由额定的最大值改变到零时，输出电压变化的百分数。

做成NIM插件（见第四章第四节）的电源，由于从NIM机箱取得稳定的直流低压来变换成探测器所需的高压，瞬时稳定度受电网电压的影响很小，往往调整率仅指负载调整率。

②长期稳定度　核辐射探测器有时要连续工作几十小时，几百小时。其供电高压由于电

源元件老化会发生漂移。因此要规定一个长期稳定度指标——电源经过预热时间后，在环境温度、电网电压和负载电流不变的条件下，连续工作24小时或若干天内，输出电压的最大变化率，例如±0.02%/24h、±0.05/7d等。

③温度系数　它定义为在电源的额定环境温度范围内，环境温度每改变1℃时，输出电压变化的百分数。例如，在－10℃－＋50℃范围内，20ppm/℃。ppm是百万分之一。

2． 输出电压的调节精度

一般探测器的电源电压调节范围是几十伏到几千伏。用波段开关步进调节或多圈电位器连续调节。为了保证多次调节的可重复性，须要规定“再现性”指标。即每次调到同一位置，输出电压的差别应小于某一预定值。这是一个精确度指标。显然用波段开关（包括拨字轮开关）调节精确度好，但不能连续调节，而且步进调节时输出电压可能有冲击；用多圈电位器可以连续平滑调节，但调节的精细程度一般为多圈电位器调节范围的10^{-3}量级。

调节元件所指示的电压值与实际输出电压间的偏差称为准确度，一般约为满量程的0.1—1%。

有的高压电源将输出高压变换成一个供检测用的低内阻低压，以便用数字电压表测定。

3． 输出电流及过流保护

输出电流大的电源可用于给闪烁探测器的打拿极分压电阻供电。为了避免在辐射计数率高时打拿极电压发生变化，分压电阻不能过大。闪烁探测器要求电源输出电流1mA以上。而对于电离室、半导体探测器和正比计数管，输出电流有100μA一般就够用了。所以目前生产的探测器高压电源，输出电流粗略可分为几毫安和几百微安两类。用于大型高能物理实验的探测器高压电源，由于要供给几百个光电倍增管的电流，输出电流有达几百毫安的。

为了在负载电流过大时保护电源，近代电源都设有过流保护电路；在输出电流超过预定的极限值时，高压就自动的下降或切断，同时给出信号或报警。

4． 输出阻抗及纹波

为了减小负载变化时引起的输出电压变化，要求输出阻抗足够小。实际上，负载调整率数值小的电源输出阻抗就小。由于电压调整率和负载调整率都是利用反馈来减小的，所以瞬时稳定度好的电源输出阻抗也小。闪烁探测器用的高压电源输出阻抗一般不超过100Ω—1kΩ。小电流低稳定度的电源输出阻抗可达100kΩ—1MΩ。

输出的直流电压不可避免地都有由整流、滤波电路传过来的交流纹波。如果探测器信号从加有电源高压的一端引出，纹波电压就叠加在信号上，引起信号幅度涨落，使幅度分辨率变坏；如果信号从探测器接地端引出，纹波的影响就不大，但这时输出端可能有较大的分布电容。

纹波的指标有时用纹波的峰-峰值来度量，有时用纹波峰-峰值和输出直流电压的百分比来度量。纹波（包括噪声）通常为几毫伏到几十毫伏。对于电离室和半导体探测器，由于信号幅度很小（参看第一节），通常在探测器电源回路中还要设置滤波器来抑制电源纹波。

5． 外控功能

近代高压电源常设有外部控制功能，可以由控制信号来控制高压是否输出或调节高压电平。例如，有自动控制功能的半导体探测器与电源系统，在探测器不处于液氮低温或其真空度不够时，监测装置给出信号使电源高压不能输出。有了外控功能，还可利用来进行稳谱（第十三章第六节）。例如，在闪烁谱仪所测的谱发生漂移时，可以通过反馈信号来改变高压，从

而改变光电倍增管的倍增系数，达到稳谱的目的。

6. 缓冲装置

某些半导体探测器使用的高压电源，为了避免因开机、关机时的电压突变而造成前置放大器输入级场效应晶体管的击穿或损伤，装有保证输出电压缓慢变化的缓冲装置。例如使输出电压的上升或下降速率不大于500V/s。如电源没有这一装置，使用者在给探测器加高压时必须以手动方式连续地、缓慢地调大输出电压。使用完毕也必须先连续地、缓慢地调小输出电压，然后切断电源。如果在半导体探头的前置放大器中装有时间常数大于10s的高压滤波器，就不必再对高压电源的电压调节速度加上这一限制了。

1.3.2 高压电源的工作原理

给一、二个探测器供电的几百伏到几千伏的高压电源，电流一般只有几百微安到几毫安，属于小功率电源。为了减小体积和重量，一般不是将50Hz市电直接升压、整流，而是将低压稳定电源的电压经过直流-交流变换而得到高频交流高压，然后倍压整流而得直流高压。这样，可以使用体积和重量都比较小的高频滤波器，而且可以通过调整低压来稳定高压，不需要耐压很高的高压调整管。从直流到高频交流的变换通常用工作在低压下的多谐振荡器进行，然后用高压变压器升压而得高频电压。这一套电路称为高压变换器。由于在高频下工作，高压变换器体积、重量都比较小。经过这些变换，高压变换器的效率较低，但作为小功率电源这不是主要问题。具体电路可参阅有关资料[1]。

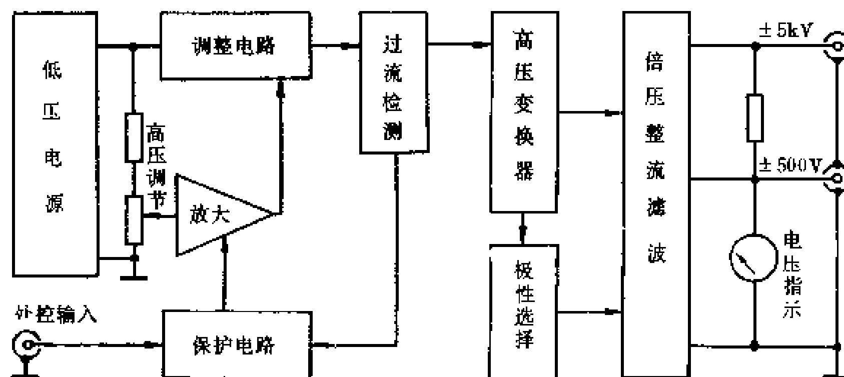


图1-3-1 低精度高压电源方框图

图1-3-1是一种低精度高压电源的方框图。这种高压电源用NIM机箱的稳定的低压电源供电，没有高压负反馈，电路简单，但仍有0.1%/h的稳定度。用这种电源供电时调节低压分压器即可调节输出高压。输出电压最高可达±5kV（14级倍压整流），输出电流100μA。由于多级倍压，又没有反馈，输出电阻约为MΩ级，可用于电离室和半导体探测器。电路中还有遥控输入端和过流保护电路。当输出电流过大时，过流检测元件上的电压增大，此时，保护电路和放大、调整电路使高压迅速下降。

图1-3-2是一种高精度高压电源，和图1-3-1的主要区别是增加了高压负反馈。由图可以看出，输出高压$\pm V_{Ho}$和参考电压$\mp V_{Ref}$的关系为

---

[1] 清华大学工程物理系，射线仪器电子学，下册，第十一章，第三节，原子能出版社，1978。

$$V_{H0}=\frac{R_H+R_A}{R_0}V_{Ref} \tag{1.3.1}$$

外控电压从 0 变到V_I时，输出电压将由V_{H0}改变到V'_{H0}

$$V'_{H0}=V_{H0}-\frac{R_H+R_A}{R_I}V_I \tag{1.3.2}$$

从R_A上抽取小电压经过由高稳定运算放大器A做成的阻抗变换器输出，作为检测电压 V_D

$$V_D=\frac{R_A}{R_H+R_A}V_H \tag{1.3.3}$$

在高压输出端设有多路插座，可同时供多个探测器使用。各路输出电压可以通过串联的电位器V_R来微调。

这种电源稳定度可达0.05—0.01%/h，输出电阻小于100Ω，温度系数小于20—100ppm/℃。

最后，作为本章小结，在表1.3.1上列出了常用探测器的输出波形、能量-电荷转换系数、固有能量分辨率和对供电电源的要求。有关参数的定义和公式来源可查阅正文。

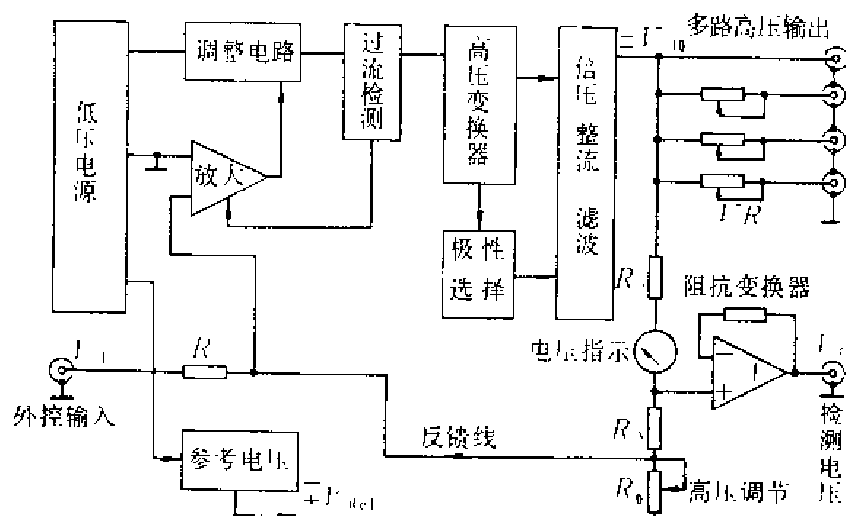


图1-3-2　高精度高压电源方框图

第二章　信号和噪声的分析方法

信号和噪声可以在时域里分析，也可以用富里叶变换和拉普拉斯变换在频域和复频域里分析。本章前两节简要复习有关内容。第三节介绍统计分析方法，这对于分析噪声和随机信号来说是不可缺少的。

第一节　频域和时域分析

信号或者噪声，可以在时间域里研究它们的时间函数，也可以在频率域内分析它们的频谱。通过富里叶变换（简称富氏变换），可以建立起信号的时域波形和频谱之间的对应关系。电信号或噪声都是时间 t 的实函数，因此，下面主要研究 t 为实数的信号和噪声。

2.1.1　富里叶级数

富里叶级数（简称富氏级数）是富氏变换的基础。设函数 $f(t)$，周期为T，在一定条件下，$f(t)$ 可展开成富氏级数，表示为三角函数的线性组合。即

$$f(t)=a_0+\sum_{m=1}^{\infty}(a_m\cos m\omega_0 t+b_m\sin m\omega_0 t) \tag{2.1.1}$$

式中：$\omega_0=\dfrac{2\pi}{T}$，$a_0=\dfrac{1}{T}\displaystyle\int_{-T/2}^{T/2}f(t)dt$，

$$a_m=\frac{2}{T}\int_{-T/2}^{T/2}f(t)\cos m\omega_0 t dt,$$

$$b_m=\frac{2}{T}\int_{-T/2}^{T/2}f(t)\sin m\omega_0 t dt$$

对于电信号，$f(t)$ 是实函数，所以 a_m 和 b_m 都是实数。而且 a_m 是 m 的偶函数，$a_m=a_{-m}$；b_m 是 m 的奇函数，$b_m=-b_{-m}$。

利用欧拉公式

$$\cos m\omega_0 t=(e^{jm\omega_0 t}+e^{-jm\omega_0 t})/2$$
$$\sin m\omega_0 t=(e^{jm\omega_0 t}-e^{-jm\omega_0 t})/2j$$

代入 (2.1.1)式得

$$f(t)=a_0+\sum_{m=1}^{\infty}\frac{a_m-jb_m}{2}e^{jm\omega_0 t}+\sum_{m=1}^{\infty}\frac{a_m+jb_m}{2}e^{-jm\omega_0 t} \tag{2.1.2}$$

令$C_0=a_0$和$C_m=(a_m-jb_m)/2$，

则

$$C_m=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}f(t)e^{-jm\omega_0 t}dt \qquad m=0,\pm1,\pm2,\cdots\cdots \tag{2.1.3a}$$

$$C_{-m}=(a_{-m}-jb_{-m})/2=(a_m+jb_m)/2$$
$$=C_m^* \tag{2.1.3b}$$

这里 C_m^* 是 C_m 的共轭复数。

将 C_m、C_{-m} 和 C_0 代入（2.1.2）式，得到

$$f(t)=\sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m e^{jm\omega_0 t} \tag{2.1.4}$$

C_m 一般是复数，可写作

$$C_m=|C_m|e^{j\theta_m}, \quad \theta_m=-\mathrm{tg}^{-1}(b_m/a_m)$$
$$|C_m|=\frac{1}{T}\left|\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t)e^{-jm\omega_0 t}dt\right| \tag{2.1.5}$$

从（2.1.1）或（2.1.4）式还可导出

$$f(t)=C_0+\sum_{m=1}^{\infty}2|C_m|\cos(m\omega_0 t+\theta_m) \tag{2.1.6}$$

公式（2.1.1）、(2.1.4）和（2.1.6）是 $f(t)$ 展开成富氏级数的三种形式。其中(2.1.6)式的物理意义比较明显，它表示周期信号可以分解为频率从 0 到 $+\infty$ 的各种谐波分量。直流分量为 C_0，m 次谐波的振幅为 $2|C_m|$，相位角为 θ_m。（2.1.4）式表示周期信号可分解为从 $-\infty$ 到 ∞ 频率范围里的各种谐波分量，C_m 是 m 次谐波的复数振幅，它的模 $|C_m|$ 称为信号的振幅频谱，相角 θ_m 为相位频谱。由（2.1.3a）和（2.1.3b）两式，当 $f(t)$ 是 t 的实函数时，$C_m^*=C_{-m}$，即 $|C_m|=|C_{-m}|$，$\theta_m=-\theta_{-m}$，也就是说，实函数 $f(t)$ 的振幅频谱是偶函数，相位频谱是奇函数。

（2.1.4）式中 m 为负值的频率 $m\omega_0$ 只是一个数学概念，称之为数学频率。实际的谐波频率不能为负值，(2.1.6）式中恒为正值的频率才是实际可能存在的频率，称之为物理频率。

我们知道，周期性电信号（电压或电流）$f(t)$ 的平均功率定义为在 1 欧姆电阻上消耗的功率，即

$$P_T=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} f^2(t)dt$$

根据（2.1.6）式和三角函数的正交性，P_T 可分解为直流分量功率与各次谐波功率之和。前者为 $|C_0|^2$，m 次谐波的振幅为 $2|C_m|$，有效值为 $\sqrt{2}|C_m|$，相应功率为 $2|C_m|^2$，所以

$$P_T=|C_0|^2+\sum_{m=1}^{\infty}2|C_m|^2 \tag{2.1.7a}$$

即周期信号的功率是直流分量功率和各谐波功率之和。

因为 $|C_m|=|C_{-m}|$，上式也可以表示为

$$P_T=\sum_{m=-\infty}^{\infty}|C_m|^2 \tag{2.1.7b}$$

即周期信号的功率也可分解为从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 的各种频率的谐波分量，各谐波的功率分量为 $|C_m|^2$。

2.1.2 富里叶变换

周期信号可以展开成富氏级数，得到的离散频谱取决于信号的一个周期。对于非周期信

号，必须从$-\infty$到$+\infty$整个时间域上来研究，不能展开成富氏级数。但是，它可看作周期信号在周期$T\to\infty$时的极限形式。此时，相邻诸波的角频率间隔$\omega_0=2\pi/T$为无穷小量。离散频谱变成连续频谱，富氏级数则演变为富氏积分。因此，可以认为富氏积分是富氏级数的推广，而富氏级数是富氏积分的特例，两者都是对信号进行频谱分析的有力工具。

一个非周期函数$f(t)$，可以用一个在$-T/2<t<T/2$区间内同$f(t)$相等，并且以T为周期的函数$f_T(t)$的极限情况（$T\to\infty$）来表示。即

$$f(t)=\lim_{T\to\infty}f_T(t)$$

设

$$f_T(t)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}C_{mT}e^{jm\omega_0 t}$$

则

$$f(t)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}\lim_{T\to\infty}C_{mT}e^{jm\omega_0 t} \tag{2.1.8}$$

式中$\omega_0=2\pi/T$。当$T\to\infty$时，相邻两个频率的间隔$\Delta\omega=\omega_0\to 0$，即$\lim\limits_{T\to\infty}2\pi/T=\lim\limits_{\Delta\omega\to 0}\Delta\omega=d\omega$，$m\omega_0$可以用连续变量$\omega$表示，所以上式可改写为积分形式

$$f(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\lim_{T\to\infty}C_{mT}Te^{j\omega t}d\omega$$

令

$$F(\omega)=\lim_{T\to\infty}C_{mT}T$$

由（2.1.3a）式得

$$F(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(t)e^{-j\omega t}dt \tag{2.1.9a}$$

$$f(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(\omega)e^{j\omega t}d\omega \tag{2.1.9b}$$

$F(\omega)$是$j\omega$的函数，常为$F(j\omega)$。这里简单地表示为$F(\omega)$。上述两式就是富氏变换和反变换公式，用算符表示为

$$F(\omega)=\mathscr{F}[f(t)],\ f(t)=\mathscr{F}^{-1}[F(\omega)]$$

$f(t)$和$F(\omega)$称为富氏变换的原函数和象函数。它们组成富氏变换对，记作

$$f(t)\doteq F(\omega)$$

$F(\omega)$通常是复数，可写为

$$F(\omega)=|F(\omega)|e^{j\theta(\omega)} \tag{2.1.10}$$

（2.1.9b）式表明，时域函数$f(t)$可分解为频域里从$-\infty$到∞的各种频率分量，

$$f(t)=\int_{-\infty}^{\infty}|F(\omega)|e^{j[\omega t+\theta(\omega)]}df \tag{2.1.11}$$

各频率分量的幅度为$|F(\omega)|df$，$|F(\omega)|$称为振幅频谱密度，$\theta(\omega)$称为相位频谱。必须注意，$|F(\omega)|$虽然以ω为变量，但它表示的是单位频率（每赫兹）中的幅度。$|F(\omega)|^2$则是单位频率（每赫兹）中的能量，见（2.1.23）式。

通过富氏变换，时间域里的信号$f(t)$变换为频率域里的函数$F(\omega)$；通过反变换，频域的$F(\omega)$变为时域的$f(t)$。因此，信号通常有两种表示方法：在时域里表示为$f(t)$，在频域里则表示为$F(\omega)$。每一种表示都能确定被研究的信号。

对于实函数$f(t)$，同$C_m^*=C_{-m}$一样

$$F^*(\omega)=F(-\omega) \tag{2.1.12}$$

$F^*(\omega)$是$F(\omega)$ 的共轭复数。上式可写成

$$|F(\omega)|e^{-j\theta(\omega)}=|F(-\omega)|e^{j\theta(-\omega)}$$

所以，
$$|F(\omega)|=|F(-\omega)|,\quad -\theta(\omega)=\theta(-\omega)$$

即实函数的振幅频谱$|F(\omega)|$是ω的偶函数，相位频谱$\theta(\omega)$ 是奇函数。如果把对称的两个角频率（ω与$-\omega$）分量合并，则（2.1.11）式变为

$$f(t)=\int_0^\infty 2|F(\omega)|\cos[\omega t+\theta(\omega)]df$$

$$=\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty 2|F(\omega)|\cos[\omega t+\theta(\omega)]d\omega \tag{2.1.13}$$

和（2.1.11）式相比，频域改为0到$+\infty$的单边范围，这时信号$f(t)$ 可分解为各种频率的余弦分量，ω分量的相位$\theta(\omega)$ 不变，而振幅增加一倍，变为$2|F(\omega)|df$，$2|F(\omega)|$则为物理频率域中单位频率间隔内的振幅。

还可证明，若$f(t)$ 是实偶函数，则$F(\omega)$ 也是实偶函数，反之亦然。因为（2.1.9a）式可写为

$$F(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}f(t)\cos\omega t dt-j\int_{-\infty}^{\infty}f(t)\sin\omega t dt$$

若$f(t)$ 是偶函数，则$f(t)\sin\omega t$是t的奇函数，上式右边第二项积分为零，并有$F(-\omega)=F(\omega)$，相位频谱$\theta(\omega)\equiv 0$。

当$f(t)$ 和$F(\omega)$ 同是实偶函数时，富氏变换可表示为

$$F(\omega)=2\int_0^\infty f(t)\cos\omega t dt \tag{2.1.14}$$

$$f(t)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty F(\omega)\cos\omega t d\omega \tag{2.1.15}$$

上述两式称为富里叶余弦变换，它是实偶函数富氏变换的简单形式。

2.1.3 富里叶变换的基本性质

这里仅列出本书要用到的那些基本性质。

1. 线性

设$f_1(t)\rightleftharpoons F_1(\omega)$，$f_2(t)\rightleftharpoons F_2(\omega)$，$a_1$、$a_2$为任意常数，则

$$a_1f_1(t)+a_2f_2(t)\rightleftharpoons a_1F_1(\omega)+a_2F_2(\omega) \tag{2.1.16}$$

2. 时移定理

设$f(t)\rightleftharpoons F(\omega)$，$t_0$为任意常数，则

$$f(t-t_0)\rightleftharpoons e^{-j\omega t_0}F(\omega) \tag{2.1.17}$$

*证明：

令 $t-t_0=t_1$，则$dt=dt_1$

$$\mathscr{F}[f(t-t_0)]=\int_{-\infty}^{\infty}f(t-t_0)e^{-j\omega t}dt=\int_{-\infty}^{\infty}f(t_1)e^{-j\omega(t_1+t_0)}dt_1$$

$$= e^{-j\omega t_0}\int_{-\infty}^{\infty}f(t_1)e^{-j\omega t_1}dt_1 = e^{-j\omega t_0}F(\omega)$$

时移定理表示，在时间域里，信号延迟时间 t_0，则在频率域里频谱密度函数要乘以 $e^{-j\omega t_0}$ 因子，即振幅频谱不变，相位频谱有变化。

3. 比例性

设 $f(t) \doteq F(\omega)$，a 为任意常数，则

$$f(at) \doteq \frac{1}{|a|}F\left(\frac{\omega}{a}\right) \tag{2.1.18}$$

作为特例，当 $a=-1$ 时，$f(-t) \doteq F(-\omega)$。$f(-t)$ 是 $f(t)$ 的镜象，$F(-\omega)$ 亦为 $F(\omega)$ 的镜象。由于 $|F(\omega)| = |F(-\omega)|$，$\theta(\omega) = -\theta(-\omega)$，所以 $f(t)$ 改为 $f(-t)$ 时，振幅频谱不变，相位频谱则反号。

*证明：

$$\mathscr{F}[f(at)] = \int_{-\infty}^{\infty}f(at)e^{-j\omega t}dt$$

令 $t_1 = at$，$a>0$ 时，

$$\mathscr{F}[f(at)] = \frac{1}{a}\int_{-\infty}^{\infty}f(t_1)e^{-j\frac{\omega}{a}t_1}dt_1 = \frac{1}{a}F\left(\frac{\omega}{a}\right)$$

$a<0$ 时，$t_1 = -|a|t, dt = -\frac{dt_1}{|a|}$，$t_1$ 的积分限从 $+\infty$ 到 $-\infty$，

$$\mathscr{F}[f(at)] = -\frac{1}{|a|}\int_{+\infty}^{-\infty}f(t_1)e^{-j\frac{\omega}{a}t_1}dt_1$$

$$= \frac{1}{|a|}\int_{-\infty}^{\infty}f(t_1)e^{-j\frac{\omega}{a}t_1}dt_1 = \frac{1}{|a|}F\left(\frac{\omega}{a}\right)$$

所以，a 为任意常数时，

$$f(at) \doteq \frac{1}{|a|}F\left(\frac{\omega}{a}\right)$$

4. 时间卷积定理

两个函数 $f_1(t)$ 和 $f_2(t)$ 的卷积分（简称卷积[1]）定义为

$$f_1(t)*f_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty}f_1(\tau)f_2(t-\tau)d\tau \tag{2.1.19}$$

式中“*”为卷积分符号。卷积分运算服从分配律、交换律和结合律，例如，$f_1(t)*f_2(t) = f_2(t)*f_1(t)$。时间卷积定理为

若 $f_1(t) \doteq F_1(\omega)$，$f_2(t) \doteq F_2(\omega)$，

则

$$f_1(t)*f_2(t) \doteq F_1(\omega)F_2(\omega) \tag{2.1.20}$$

*证明：

$$\mathscr{F}[f_1(t)*f_2(t)] = \int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty}f_1(\tau)f_2(t-\tau)d\tau\right]e^{-j\omega t}dt$$

---

1) 卷积——Convolution。

$$=\int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau)\left[\int_{-\infty}^{\infty} f_2(t-\tau)e^{-j\omega t}dt\right]d\tau$$

由（2.1.17）式，

$$f_2(t-\tau) \doteq e^{-j\omega\tau}F_2(\omega)$$

所以

$$\mathscr{F}[f_1(t)*f_2(t)]=\int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau)e^{-j\omega\tau}F_2(\omega)d\tau$$

$$=F_1(\omega)F_2(\omega)$$

5. 频率卷积定理

若 $f_1(t)\doteq F_1(\omega)$，$f_2(t)\doteq F_2(\omega)$，则

$$f_1(t)f_2(t)\doteq \frac{1}{2\pi}F_1(\omega)*F_2(\omega) \tag{2.1.21}$$

式中频率卷积分

$$F_1(\omega)*F_2(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(u)F_2(\omega-u)du$$

求$\frac{1}{2\pi}F_1(\omega)*F_2(\omega)$之富氏反变换即可证明上式。

6. 乘积定理

若 $f_1(t)\doteq F_1(\omega)$，$f_2(t)\doteq F_2(\omega)$

则

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)f_2(t)dt=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\omega)F_2^*(\omega)d\omega$$

$$=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F_1^*(\omega)F_2(\omega)d\omega \tag{2.1.22}$$

*证明：

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)f_2(t)dt=\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)dt\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F_2(\omega)e^{j\omega t}d\omega\right]$$

$$=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F_2(\omega)d\omega\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)e^{j\omega t}dt$$

因为

$$f_1(t)e^{j\omega t}=[f_1(t)e^{-j\omega t}]^*,$$

所以

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)e^{j\omega t}dt=\int_{-\infty}^{\infty}[f_1(t)e^{-j\omega t}]^*dt=F_1^*(\omega)$$

即

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)f_2(t)dt=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F_1^*(\omega)F_2(\omega)d\omega$$

同理可证

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)f_2(t)dt=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\omega)F_2^*(\omega)d\omega$$

7. 巴塞瓦（Parseval）定理

对于实函数$f(t)$，若$f(t)\doteq F(\omega)$，则

$$\int_{-\infty}^{\infty} f^2(t)dt=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}|F(\omega)|^2d\omega=\int_{-\infty}^{\infty}|F(\omega)|^2df \tag{2.1.23}$$

令 $f_1(t)=f_2(t)=f(t)$，由（2.1.22）式即可证明上式。

如果 $f(t)$ 为电压或电流信号，$\int_{-\infty}^{\infty} f^2(t)dt$ 就是信号在一欧姆电阻上消耗的能量。根据巴塞瓦定理，一个能量有限的信号，在时域里计算的能量等于频域里各频率分量的能量之和。$|F(\omega)|^2$ 是 $-\infty$ —— $+\infty$ 数学频率域内的能量谱密度（每赫兹中的能量）。

8. 时间导数

若 $f(t)\rightleftharpoons F(\omega)$

则
$$\frac{df(t)}{dt}\rightleftharpoons j\omega F(\omega) \tag{2.1.24a}$$

*证明

$$\frac{df(t)}{dt}=\frac{d}{dt}\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(\omega)e^{j\omega t}d\omega\right]$$
$$=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(\omega)j\omega e^{j\omega t}d\omega\rightleftharpoons j\omega F(\omega)$$

同样可推论

$$\frac{d^nf(t)}{dt^n}\rightleftharpoons(j\omega)^nF(\omega) \tag{2.1.24b}$$

9. 时间积分

若 $f(t)\rightleftharpoons F(\omega)$，则

$$\int_{-\infty}^{t}f(t)dt\rightleftharpoons\pi F(0)\delta(\omega)+\frac{F(\omega)}{j\omega} \tag{2.1.25}$$

式中 $F(0)=\int_{-\infty}^{\infty}f(t)dt$，函数 $\delta(\omega)$ 见2.1.4节。

2.1.4 冲击函数（δ函数）

核辐射探测器输出的信号波形（见第一章）是复杂的。但是如下所述，一般的信号均可分解为冲击函数的线性组合。冲击函数又名 δ 函数，它是一种基本的时域函数。

1. 冲击函数，阶跃函数和振子函数

t_0 时刻发生的单位冲击函数 $\delta(t-t_0)$ 如图2-1-1(a) 所示，其定义为

$$\delta(t-t_0)=0,\quad t\neq t_0\text{时}$$
$$\delta(t-t_0)\longrightarrow\infty,\quad t=t_0\text{时}$$
$$\int_{-\infty}^{\infty}\delta(t-t_0)dt=1$$

冲击函数的时间积分称为冲击强度；冲击强度为 A 的冲击函数表示为 $A\delta(t-t_0)$，$A=1$ 时，称为单位冲击函数。$t_0=0$ 时写作 $A\delta(t)$。$\delta(t)$ 是 t 的偶函数。

冲击函数可表示为某些有界函数的极限形式，如矩形函数的极限形式。图2-1-1(b) 中的矩形函数 $g(t-t_0)$，其宽度为 $\Delta\tau$，幅度为 $1/\Delta\tau$，当 $\Delta\tau\rightarrow0$ 时，它的极限形式就是单位冲击函数 $\delta(t-t_0)$。即

$$\delta(t-t_0)=\lim_{\Delta\tau\to 0} g(t-t_0) \tag{2.1.26}$$

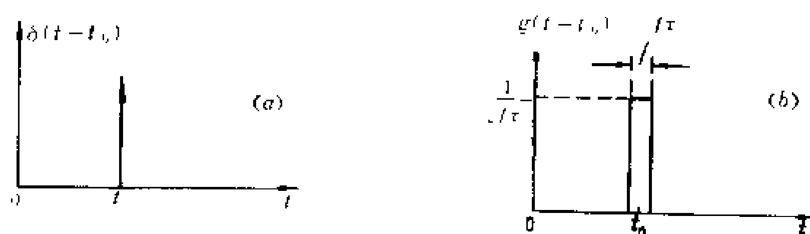


图2-1-1 冲击函数表示为矩形函数的极限形式

(a) 单位冲击函数 (b) 矩形函数

在幅度分析系统中，信号处理电路的时间常数通常比较大（见第六章），而探测器输出的电流脉冲通常比较窄，所以，在时域里分析系统的波形时，探测器电流脉冲可用冲击函数来近似。在前置放大器中该电流冲击经过电容积分得到的电压信号则可用阶跃函数来近似。

单位阶跃函数定义为

$$u(t-t_0)=\begin{cases}0 & t<t_0\\ 1 & t\geqslant t_0\end{cases} \tag{2.1.27}$$

$t_0=0$时记作$u(t)$。单位阶跃函数可用冲击函数表示。为此求图2-1-2(a)中矩形函数$g(t-t_0)$的积分，得到

$$\int_{-\infty}^{t} g(t-t_0)dt=\begin{cases}0 & t<t_0-\Delta\tau/2\\ 1 & t\geqslant t_0+\Delta\tau/2\end{cases}$$

当$\Delta\tau\to 0$时，$g(t-t_0)\to\delta(t-t_0)$，所以

$$\int_{-\infty}^{t}\delta(t-t_0)dt=u(t-t_0) \tag{2.1.28}$$

即阶跃函数是冲击函数的积分，而冲击函数是阶跃函数的导数。阶跃函数与冲击函数的关系如图2-1-2(b)所示。

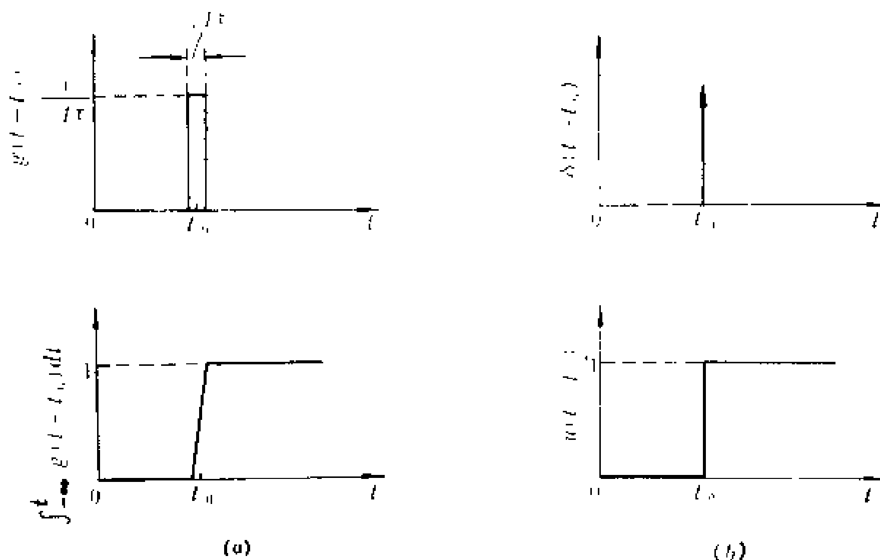


图2-1-2 阶跃函数和冲击函数的关系

(a) 矩形函数及其积分 (b)冲击函数及其积分

冲击电压在单位电容上产生的电流可表示为冲击函数的导数。冲击函数的导数$\frac{d}{dt}\delta(t)$称为振子函数或偶极子函数。如图2-1-3，$\frac{1}{\Delta\tau}\delta\left(t-t_0+\frac{\Delta\tau}{2}\right)-\frac{1}{\Delta\tau}\delta\left(t-t_0-\frac{\Delta\tau}{2}\right)$是矩形函数 $g(t-t_0)$的导数。在$\Delta\tau\to 0$时，$g(t-t_0)\to\delta(t-t_0)$，其导数$\frac{d}{dt}g(t-t_0)\to\frac{d}{dt}\delta(t-t_0)$。

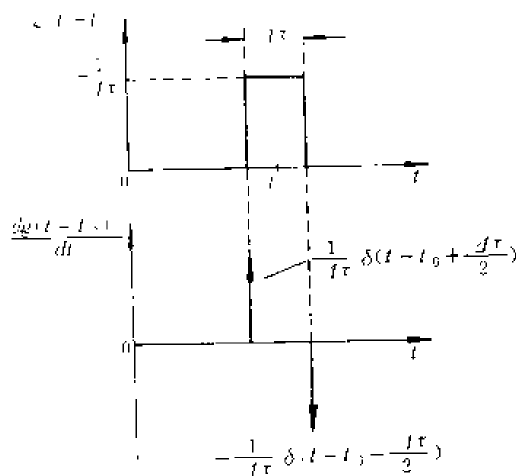


图2-1-3　振子函数表示为矩形函数之导数的极限

2. 冲击函数的性质

① 冲击函数的采样性质　在冲击函数的积分运算中，要用到冲击函数的采样性质。对于一般函数$f(t)$，根据冲击函数的定义

$$f(t)\delta(t-t_0)=f(t_0)\delta(t-t_0) \tag{2.1.29}$$

所以

$$\int_{-\infty}^{\infty}f(t)\delta(t-t_0)dt=f(t_0) \tag{2.1.30}$$

这就是冲击函数的采样性质。

② 冲击函数的富氏变换　利用（2.1.30）式，求$\delta(t)$的富氏变换得象函数

$$F(\omega)=\mathscr{F}[\delta(t)]=\int_{-\infty}^{\infty}\delta(t)e^{-j\omega t}dt=e^0=1$$

即

$$\delta(t)\doteq 1 \tag{2.1.31}$$

由此，$\delta(t)$的振幅频谱$|F(\omega)|$等于1，相位频谱$\theta(\omega)=0$。亦即时域里的冲击信号$\delta(t)$包含着振幅相等、相位为零的各种频率分量（$-\infty<\omega<+\infty$）。因此利用$\delta(t)$作为输入信号最适于分析实际系统的振幅频率特性和相位频率特性。

根据富氏变换的时移定理

$$\delta(t-t_0)\doteq e^{-j\omega t_0} \tag{2.1.32}$$

$$\delta(t-t_0)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}e^{j\omega(t-t_0)}d\omega \tag{2.1.33}$$

$\delta(t-t_0)$和$\delta(t)$相比，两者的振幅频谱均等于1，前者各频率分量的相位较后者后移了ωt_0。$A\delta(t)$和$A\delta(t-t_0)$的振幅频谱密度和相位频谱画于图2-1-4中。

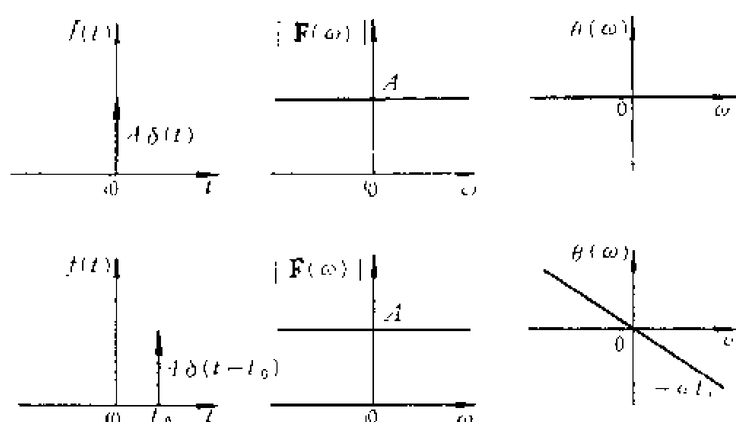


图2-1-4 冲击函数及其振幅频谱密度和相位频谱

2.1.5 线性系统的冲击响应和频率响应

因为冲击函数是最基本的信号形式，要分析信号通过线性系统后的特性，首先要分析系统对冲击函数的响应。线性系统的参数和输入信号的幅度无关，即输出幅度与输入幅度成线性关系。其关系通常用线性微分方程表示。

我们知道，线性系统满足迭加定理。设输入信号为$v_{i_1}(t)$，输出信号为$v_{o1}(t)$；输入为$v_{i2}(t)$，输出为$v_{o2}(t)$。如果输入信号为$\alpha v_{i1}(t)+\beta v_{i2}(t)$（$\alpha$和$\beta$都是任意常数），则输出信号为$\alpha v_{o1}(t)+\beta v_{o2}(t)$。这就是迭加定理，它是线性系统的普遍特性。

通常线性系统分为时不变线性系统和时变线性系统两种。时不变系统的参数恒定。例如，电阻、电容和电感组成的电路或放大器，其参数都不随时间变化。时不变线性系统中设输入为$v_i(t)$，输出为$v_o(t)$；若输入信号延迟了时间τ，为$v_i(t-\tau)$，则输出变为$v_o(t-\tau)$，即其形状不变，也延迟了时间τ。这就是时不变线性系统的特性。如果系统的参数随时间变化（连续变化或者突变），例如线性电路中设有电子开关，开关的接通或断开使电路参数产生突变，这种系统称为时变线性系统。实际上时不变线性系统用得最多，而且又是掌握时变线性系统的基础。本书着重讨论时不变线性系统，而时变线性系统仅在第八章里加以介绍，以下的叙述中，如不特别指明，线性系统都指时不变线性系统。

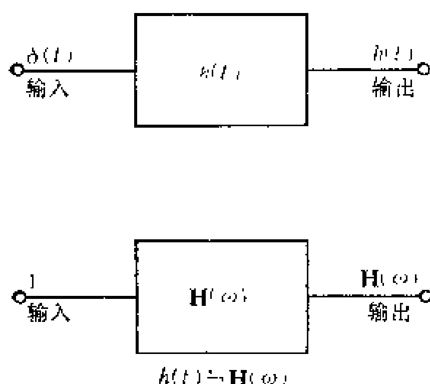


图2-1-5 时不变线性系统的冲击响应和频率响应

1. 冲击响应和频率响应

如图2-1-5，当输入单位冲击信号（电压或电流）$\delta(t)$时，系统的输出信号（电压或电流）称为该系统的冲击响应$h(t)$。如果输入单位冲击信号为$\delta(t-\tau)$，对于时不变系统，冲击响应为$h(t-\tau)$。设$h(t)$的富氏变换为$H(\omega)$，即$h(t)\risingdotseq H(\omega)$，则

$$h(t-\tau)\risingdotseq H(\omega)e^{-j\omega\tau} \qquad (2.1.34)$$

由（2.1.31）式可知，输入信号$\delta(t)$的振幅频谱为1，相位频谱为0。$\delta(t)$通过线性系统后，输出信号频谱变为$H(\omega)=|H(\omega)|e^{j\theta(\omega)}$。$|H(\omega)|$就是各频率分量通过系统后的振幅传输系数（系统的振幅频谱），$\theta(\omega)$是其相位变化（系统的相位频谱）。$H(\omega)$称为系统的频率响

应。冲击响应和频率响应组成富氏变换对，它们分别在时域和频域内表征线性系统的特性。

如果系统在信号输入以前没有能量储存，即电容上没有电压，电感里没有电流，则其响应称为“零状态响应”。通常冲击响应和频率响应皆指零状态响应。如果系统输入信号为零，在某时刻线路参量或连接方式发生了变化，或储能元件的能量释放和重新分配，或直流电平的变化，在输出端也可能产生响应，这称为“零输入响应”。

下面讨论多级线性系统的冲击响应和频率响应。两级串联的线性系统 如图 2-1-6(a) 所示，

$$h_1(t) \doteq H_1(\omega)$$

$$h_2(t) \doteq H_2(\omega)$$

系统的总冲击响应和频率响应分别为$h(t)$ 和$H(\omega)$，$h(t) \doteq H(\omega)$。

由于频率响应表示各种频率成分的传输系数，所以总的频率响应$H(\omega)$ 应为各级传输系数之积。即

$$H(\omega)=H_1(\omega)H_2(\omega) \tag{2.1.35}$$

运用卷积定理（2.1.20式）得

$$h(t)=h_1(t)*h_2(t) \tag{2.1.36}$$

即系统的总冲击响应是各级冲击响应的卷积。

上述结论也可以用来计算一般形式的输入信号通过线性系统后的输出 信号。如图 2-1-6（b），这个线性系统的冲击响应为$h(t)$，它的输入信号 $v_i(t)$ 可以看成冲击信号通过一个冲击响应为 $v_i(t)$ 的系统后所产生的信号，所以输出信号

$$v_o(t)=v_i(t)*h(t) \tag{2.1.37}$$

它的频谱为

$$V_o(\omega)=V_i(\omega)H(\omega) \tag{2.1.38}$$

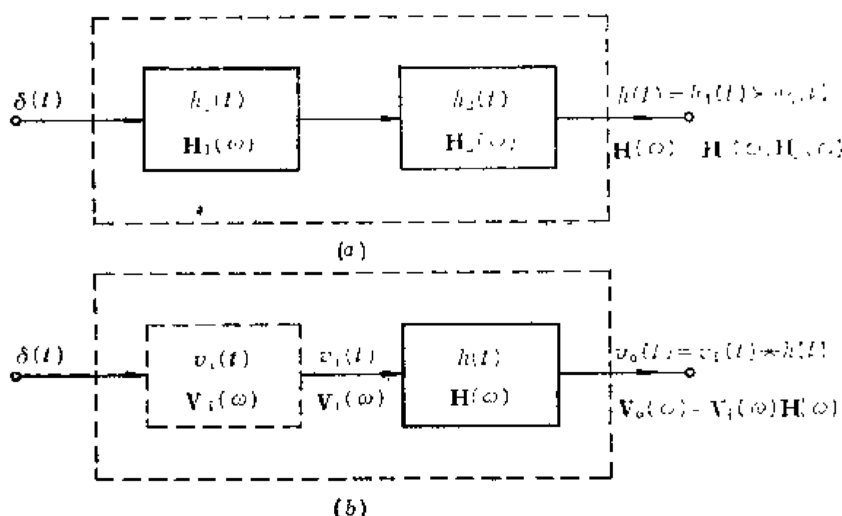


图2-1-6　串联的线性系统

（a）串联系统的冲击响应和频率响应

（b）一般信号通过线性系统等效为冲击信号通过串联系统

在解实际电路时，利用（2.1.35）或（2.1.38）式容易得到总频率响应或输出频谱（只

需做乘法)，由 $H(\omega)$ 求 $h(t)$ 要进行富氏反变换。实际上，在核电子学中富氏变换多用于分析频谱和功率谱；求时域波形则多用拉氏变换。下面就要谈到，由时域波形象函数的极、零点可以推断时域波形的性质。

利用卷积分（2.1.36 或 2.1.37 式）可以直接求输出时域波形，但是除简单情况外，计算比较麻烦。卷积分可用图解分析。如图 2-1-7，输入信号 $v_i(t)$，系统的冲击响应为 $h(t)$。由（2.1.37）式得输出信号

$$v_o(t)=v_i(t)*h(t)=\int_{-\infty}^{\infty}v_i(\tau)h(t-\tau)d\tau \qquad (2.1.39)$$

按照因果律，实际存在的系统在 $t<0$ 时 $h(t)=0$ 或 $t-\tau<0$ 时 $h(t-\tau)=0$。所以上式的积分上限为 t。如果我们取信号输入时刻作为时间零点，而且 $\tau<0$ 时 $v_i(\tau)=0$，则上式的积分下限为 0。这样，对于实际存在的线性系统，当信号在 $t=0$ 时输入，上式可写为

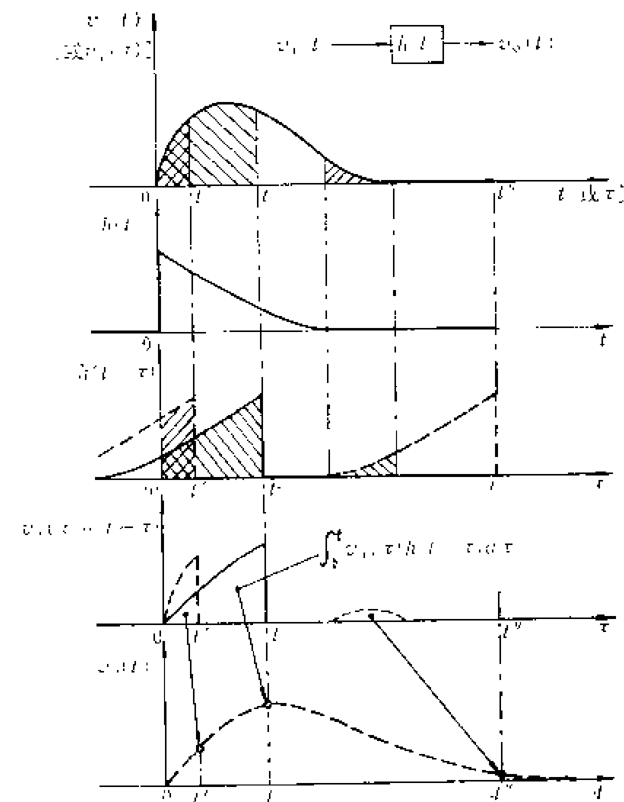


图 2-1-7　卷积分的图解

$$v_o(t)=\int_0^t v_i(\tau)h(t-\tau)d\tau \qquad (2.1.40)$$

此式表明，t 时刻 $v_o(t)$ 的数值是在 $\tau=0$ 到 $\tau=t$ 区间内 $v_i(\tau)$ 与 $h(t-\tau)$ 两函数乘积的积分。$v_i(\tau)$ 波形和 $v_i(t)$ 相同，$h(t-\tau)$ 以 τ 为变量的图形画在图2-1-7 上。在 τ 轴上 $h(t-\tau)$ 是 $h(t)$ 的镜象，不过延迟到 $\tau=t$。图中画出了乘积 $v_i(\tau)h(t-\tau)$ 的图形，图形所围面积就是 $v_o(t)$ 在 t 时刻的取值。这样，对于不同 t，只需平移 $h(t-\tau)$，就可求出各 $v_o(t)$。图中用虚线表示确定 $v_o(t')$ 和 $v_o(t'')$ 的过程。总之，$v_o(t)$ 就是 $h(t-\tau)$ 从 $t=0$ 向右移动时，$h(t-\tau)$ 和 $v_i(\tau)$ 非零值的重合部分（图中斜线区）的乘积的积分。

最后，说明一下串联系统中各级位置的互换问题。根据频率响应是各频率分量的传输系数这一物理概念，或根据卷积分的交换律，很容易看出，对于串联的多级时不变线性系统，在交换各级位置时，总系统的冲击响应和频率响应不变。例如图 2-1-6(a) 中将 $h_1(t)$ 和 $h_2(t)$ 两级前后互换，$h(t)$ 不变；$H(\omega)$ 也不变。但是要注意，在应用这一可互换特性于实际电路时，应严格保证交换位置不改变各级原来的冲击响应或频率响应。在实际系统中，交换电路的位置可能使各级输入、输出阻抗发生变化，从而改变了各级冲击响应(频率响应)，因此交换位置后的冲击响应（频率响应）就可能和原来的不同。例如图 2-1-8 中标有“A”的放大器为输入阻抗极高、输出阻抗极低的隔离级。在输入相同的情况下，输出波形 $v_{o1}(t)$ 和 $v_{o2}(t)$ 相同，$v_{o3}(t)$ 和 $v_{o4}(t)$ 则不同。

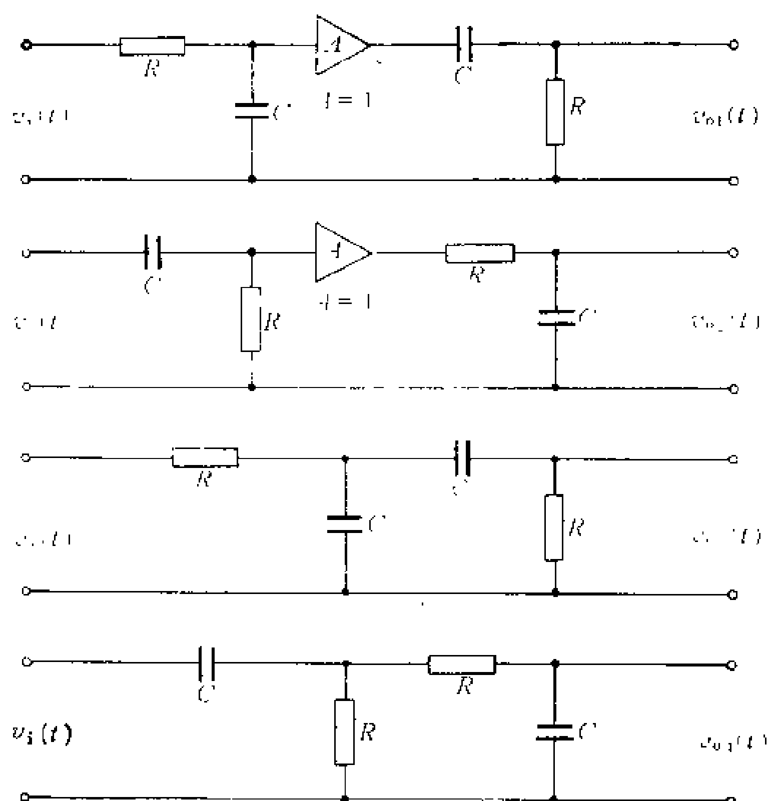


图 2-1-8　线性系统中串联各级互换位置后的输出信号$v_{o1}(t)=v_{o2}(t)$、$v_{o3}(t)\neq v_{o4}(t)$

2．几种常用电路的冲击响应和频率响应

① RC 并联电路输入电流冲击　图 2-1-9 是 RC 并联电路，输入电流信号为 $i_i(t)\Leftrightarrow I_i(\omega)$，输出电压为 $v_o(t)\Leftrightarrow V_o(\omega)$。若输入强度为单位电荷的电流冲击，即 $i_i(t)=\delta(t)$，$I_i(\omega)=1$，则输出信号就是系统的冲击响应和频率响应。因输入电流 $\delta(t)$ 给电容 C 充电的时间非常短，充电期间 C 上电荷来不及泄放，因此 $\delta(t)$ 作用后，单位电荷加到 C 上，输出电压 $v_o(t)$ 从零（设起始时电容上无电荷）跳变到 $1/C$，随后，C 通过 R 放电，$v_o(t)$ 以时间常数 RC 指数衰减到零。电路的冲击响应为

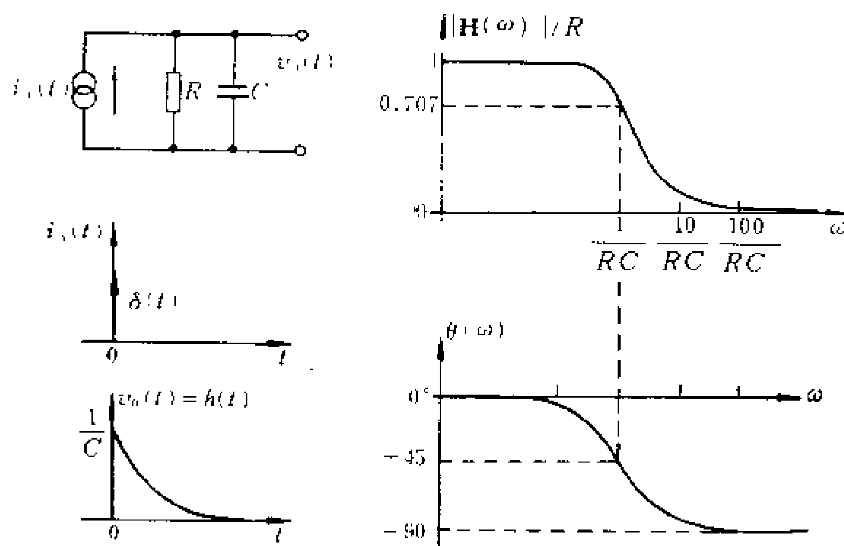


图 2-1-9　输入电流冲击时 RC 并联电路的冲击响应和频率响应

$$h(t)=\frac{1}{C}e^{-\frac{t}{RC}}u(t) \tag{2.1.41}$$

式中 $u(t)$ 是单位阶跃电压。

电路的频率响应可用复数符号法求出。电容 C 和电感 L 的复数阻抗为 $1/(j\omega C)$ 和 $j\omega L$。RC 并联电路的阻抗为

$$Z(\omega)=\frac{R/(j\omega C)}{R+1/(j\omega C)}=\frac{R}{1+j\omega RC}$$

图 2-1-9 之系统的频率响应 $H(\omega)=V_o(\omega)/I_i(\omega)=Z(\omega)$，所以

$$H(\omega)=\frac{R}{1+j\omega RC} \tag{2.1.42}$$

可以证明（2.1.41）式的 $h(t)$ 和（2.1.42）式的 $H(\omega)$ 组成富氏变换对。这里

$$\begin{cases}|H(\omega)|=R/\sqrt{1+(\omega RC)^2}\\ \theta(\omega)=-\mathrm{tg}^{-1}(\omega RC)\end{cases} \tag{2.1.43}$$

$|H(\omega)|$、$\theta(\omega)$ 和 $h(t)$ 画在图 2-1-9 中。通常 $h(t)$ 是实函数，由（2.1.12）式可知，$|H(\omega)|$ 为偶函数，$\theta(\omega)$ 为奇函数。图中只画出了 $0<\omega<\infty$ 的部分。

应当指出，同一个系统，输入电流冲击和输入电压冲击的冲击响应或频率响应可能很不相同。本例在输入电压冲击时，冲击响应亦为电压冲击；频率响应为 $H(\omega)=1$。

② RC 积分电路输入电压冲击　图 2-1-10 是 RC 积分电路，我们求输入单位电压冲击 $\delta(t)$ 时的输出电压波形，即冲击响应 $h(t)$。由戴维南定理，RC 积分电路可等效为 RC 并联电路，输入变为电流冲击 $\delta(t)/R$。因此当 RC 积分电路输入电压冲击时冲击响应为

$$h(t)=\frac{1}{RC}e^{-\frac{t}{RC}}u(t) \tag{2.1.44}$$

频率响应为

$$H(\omega)=\frac{V_o(\omega)}{V_i(\omega)}=\frac{1/(j\omega C)}{R+1/(j\omega C)}$$

$$\left.\begin{aligned}H(\omega)&=\frac{1}{1+j\omega RC}\\ |H(\omega)|&=\frac{1}{\sqrt{1+(\omega RC)^2}}\\ \theta(\omega)&=-\mathrm{tg}^{-1}(\omega RC)\end{aligned}\right\} \tag{2.1.45}$$

$|H(\omega)|$，$\theta(\omega)$ 和 $h(t)$ 的形状和例①相同。

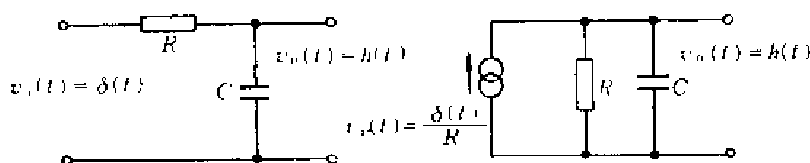


图2-1-10　RC 积分电路及其等效电路

③ CR 微分电路输入电压冲击　CR 微分电路（图 2-1-11）与 RC 积分电路相比，仅仅 R 和 C 变换了位置，因此，本例电阻上的输出电压是输入电压与上例电容上的输出电压之

差。CR 微分电路的冲击响应为

$$h(t)=\delta(t)-\frac{1}{RC}e^{-\frac{t}{RC}}u(t) \tag{2.1.46}$$

$$\left.\begin{aligned} H(\omega)&=1-\frac{1}{1+j\omega RC}=\frac{j\omega RC}{1+j\omega RC} \\ |H(\omega)|&=\frac{\omega RC}{\sqrt{1+(\omega RC)^2}} \\ \theta(\omega)&=\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{1}{\omega RC}\right) \end{aligned}\right\} \tag{2.1.47}$$

$|H(\omega)|$、$\theta(\omega)$ 和 $h(t)$ 画在图 2-1-11 中。

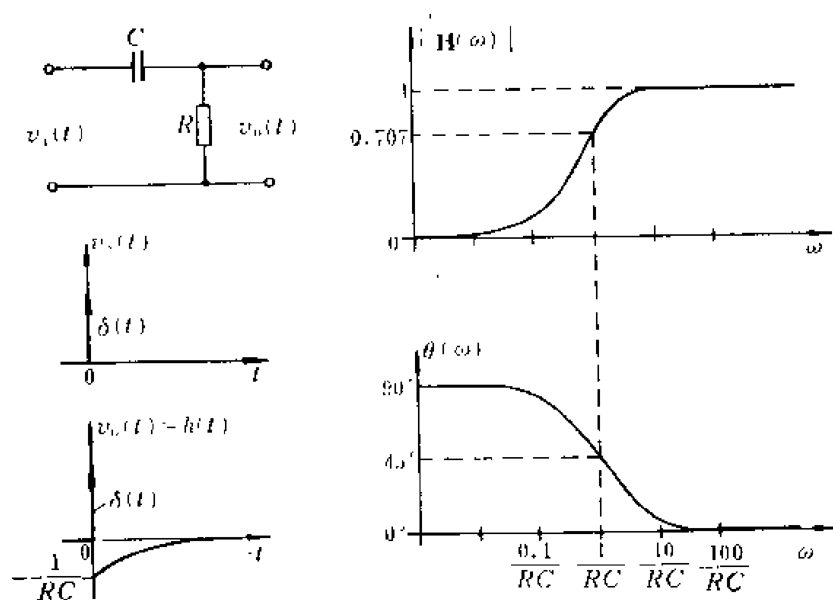


图2-1-11 输入电压冲击时 CR 微分电路的冲击响应和频率响应

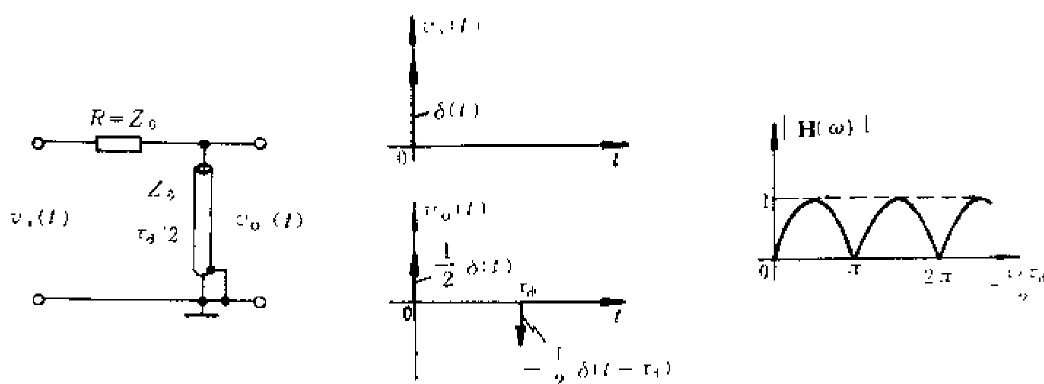


图2-1-12 短路延迟线成形电路的冲击响应和频率响应

④ 短路延迟线成形电路 图 2-1-12 中延迟线特性阻抗为 Z_0，单程延迟时间为 $\tau_d/2$；延迟线始端匹配（电阻值 $R=Z_0$），终端短路；输入电压冲击 $\delta(t)$，输出电压从延迟线始端引出。系统的冲击响应为

$$h(t)=\frac{1}{2}\delta(t)-\frac{1}{2}\delta(t-\tau_d) \tag{2.1.48}$$

$h(t)$ 中的两个冲击分别由入射波和反射波产生。求 $h(t)$ 的富氏变换得频率响应

$$\left.\begin{aligned} H(\omega)&=\mathscr{F}[h(t)]=\frac{1}{2}(1-e^{-j\omega\tau_d}) \\ |H(\omega)|&=\left|\sin\frac{\omega\tau_d}{2}\right| \end{aligned}\right\} \tag{2.1.49}$$

有关延迟线的应用见第六章。

通过上述例子可以看出：(1)在频率域内，$H(\omega)$ 不为常数的系统是一个滤波器。具有均匀频谱的冲击电压 $\delta(t)$ 通过 RC 积分电路后，输出信号振幅频谱与图2-1-9中的 $|H(\omega)|$ 仅差一常数 R。由 $|H(\omega)|$ 的形状可知，低频分量保留下来，高频分量被衰减。而高于一定频率的分量几乎被阻隔。另外，由 $\theta(\omega)$ 的曲线可知，高频分量在传输过程中还要发生相移。所以 RC 积分电路是一种低通滤波器。CR 微分电路的情况刚好相反，它是一种高通滤波器。(2)$|H(\omega)|$ 不为常数时，在时间域内 $h(t)$ 的波形就和冲击函数不同，即有波形畸变。当系统中有电容等储能元件时，在 $\delta(t)$ 作用以后系统的响应依然存在。例如图 2-1-11 中，$h(t)$ 的指数衰减部分即为畸变，它是由电容器的存储电荷产生的。在能谱测量设备中，假如系统的 $h(t)$ 过宽，在输入脉冲序列时输出信号就会堆积起来，从而使幅度信息发生畸变，分辨率变坏。这是核电子学系统中经常遇到的问题。

2.1.6 坎贝尔定理

当核辐射探测器的输出信号可近似为冲击信号时，在时域里它是一个随机冲击序列。对于某一个单独的冲击信号来说，系统的响应就决定于冲击响应。但是由图 2-1-9 到 2-1-11 可知，在冲击响应具有缓慢衰减的尾部时，随机冲击序列中各个冲击引起的输出信号可能堆积起来，输出信号就和输入单个冲击的冲击响应不同。如图 2-1-13 所示，$i_i(t)$ 为随机冲击序列，τ 时刻产生的冲击为 $Q\delta(t-\tau)$，输出端产生的响应是 $Qh(t-\tau)$，此响应在 t 时刻对输出端的贡献是图中 P 点相应的电平。将 $i_i(t)$ 各个冲击的响应迭加起来得到输出波形 $v(t)$，由此求出 $v(t)$ 在 t 时刻的总电平。但是，$i_i(t)$ 既为随机冲击序列，我们就不能确知 t 以前输入的各冲击的出现位置。要按信号的分布规律来求。

我们知道，核辐射事件及其在探测器中产生的电流脉冲，在时间上是服从泊松分布的。设计数率为 $\bar{n}$，则在 Δt 间隔（Δt 可取任意大小）内出现N个脉冲的概率为

$$P(N,\Delta t)=\frac{(\bar{n}\Delta t)^N}{N!}e^{-\bar{n}\Delta t} \tag{2.1.50a}$$

Δt 间隔内出现的平均脉冲数为

$$\bar{N}=\bar{n}\Delta t \tag{2.1.50b}$$

它的均方偏差为

$$\overline{(N-\bar{N})^2}=\bar{n}\Delta t \tag{2.1.50c}$$

N的标准偏差（均方根偏差）

$$\sigma(N)=\sqrt{\bar{n}\Delta t}=\sqrt{\bar{N}} \tag{2.1.50d}$$

当N很大时，(2.1.50a) 式接近于高斯分布。

实际上，从探测器输出的每一个电流脉冲，不仅发生的时间是随机的，而且电荷量Q也有差别，Q的分布和核辐射能谱、本底以及探测器产生的统计涨落等因素有关。

下面先分析等强度随机冲击序列，如图 2-1-13 所示。设计数率为$\bar{n}$，每个电流冲击的强度均等于Q，系统的冲击响应为$h(t)$，则在τ到$\tau+d\tau$内的平均计数为$\bar{n}d\tau$。此间隔内的冲击对t时刻输出电压v的贡献为

$$d\bar{v}=\bar{n}d\tau Qh(t-\tau)$$

按照泊松分布$\bar{n}d\tau$的均方根偏差是$\sqrt{\bar{n}d\tau}$，则由于n的随机性引起的dv的均方根偏差为

$$\sigma(dv)_\tau=\sqrt{\bar{n}d\tau}\,Qh(t-\tau)$$

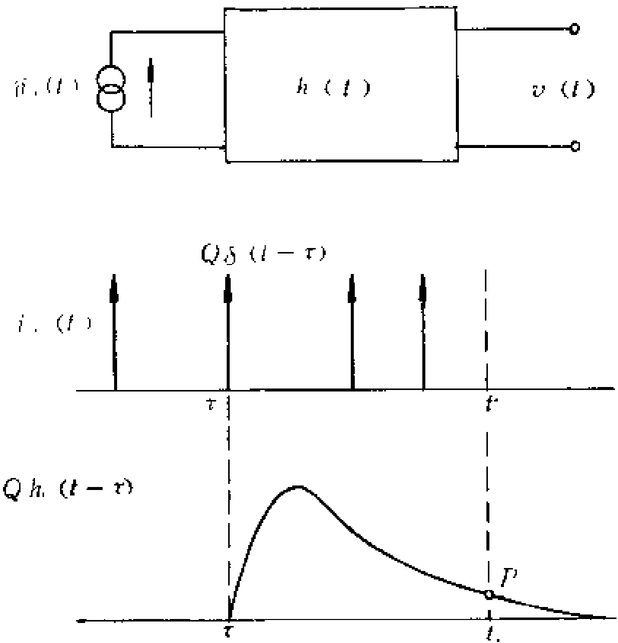


图2-1-13　等强度随机电流冲击序列通过时不变线性系统

因为各小间隔$d\tau$之间是统计独立的，因此整个冲击序列在t时产生的输出电压平均值和均方差分别等于各小间隔的贡献之和，用积分表示为

$$\bar{v}=\bar{n}Q\int_{-\infty}^{\infty}h(t-\tau)d\tau \qquad (2.1.51)$$

v因计数涨落而产生的均方差为

$$\sigma^2(v)_n=\bar{n}Q^2\int_{-\infty}^{\infty}h^2(t-\tau)d\tau \qquad (2.1.52)$$

令$t'=t-\tau$，$dt'=-d\tau$。并考虑到$t<0$时$h(t)=0$

则
$$\int_{-\infty}^{\infty}h(t-\tau)d\tau=\int_{-\infty}^{\infty}h(t')dt'=\int_0^{\infty}h(t)dt$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}h^2(t-\tau)d\tau=\int_{-\infty}^{\infty}h^2(t')dt'=\int_0^{\infty}h^2(t)dt$$

(2.1.51)，(2.1.52) 式可改写为

$$\bar{v}=\bar{n}Q\int_0^{\infty}h(t)dt \qquad (2.1.53)$$

$$\sigma^2(v)_n=\bar{n}Q^2\int_0^{\infty}h^2(t)dt \qquad (2.1.54)$$

式中$Qh(t)=v_o(t)$是单个输出电压波形，即

$$\bar{v}=\bar{n}\int_0^{\infty}v_o(t)dt \qquad (2.1.55)$$

$$\sigma^2(v)_n=\bar{n}\int_0^{\infty}v_o^2(t)dt \qquad (2.1.56)$$

(2.1.55) 和 (2.1.56) 两式就是坎贝尔 (Campbell) 定理[1][2]。

---

[1] *N. R. Campbell, J. Instr. Elec. Eng.* (London) Vol. 93, pt Ⅰ p.45 (1946) .
[2] S. O. Pice, *Bell. Syst. Tech.J.*, Vol. 23, p. 282 (1944) .

上面分析了信号在时间上的随机分布所引起的输出信号的涨落。实际上，探测器输出的各个电流脉冲的电荷量也是有差别的，这时随机分布的冲击序列为

$$i_i(t)=\sum_k Q_k\delta(t-\tau_k)$$

发生在 τ_k 时刻的第 k 个冲击的电荷为 Q_k。设该序列冲击强度的平均值为 $\bar{Q}$，则 Q 的均方差为

$$\sigma^2(Q)=\overline{(Q-\bar{Q})^2}=\overline{Q^2}-\bar{Q}^2 \tag{2.1.57}$$

在 τ 到 $\tau+d\tau$ 范围内的冲击数为 dN，平均冲击数是 $\bar{n}d\tau$。由泊松分布，得到 dN 的均方差

$$\sigma^2 dN=\bar{n}d\tau \tag{2.1.58}$$

则 dN 个冲击对 t 时刻输出电压平均值的贡献为

$$d\bar{v}=(\bar{n}d\tau)\bar{Q}h(t-\tau) \tag{2.1.59}$$

因为 dv 是由 dN 和 Q 组成的二级串级型随机变数，所以，dv 的相对均方偏差为[1]

$$\frac{\sigma^2(dv)}{(d\bar{v})^2}=\frac{\sigma^2 dN}{(\bar{n}d\tau)^2}+\frac{1}{\bar{n}d\tau}\cdot\frac{\sigma^2(Q)}{\bar{Q}^2}$$

上式右边第二项中的 $\sigma(Q)/\bar{Q}^2$ 是 Q 的相对均方差。$\bar{n}d\tau$ 为 τ 到 $\tau+d\tau$ 时间内的平均冲击数，所以冲击强度的均方差应为原冲击强度均方差的 $1/(\bar{n}d\tau)$。

将（2.1.57）和（2.1.58）式代入上式并化简得

$$\frac{\sigma^2(dv)}{(d\bar{v})^2}=\frac{1}{\bar{n}d\tau}\left(1+\frac{\overline{Q^2}-\bar{Q}^2}{\bar{Q}^2}\right)=\frac{\overline{Q^2}}{\bar{Q}^2\bar{n}d\tau}$$

$$\sigma^2(dv)=\bar{n}\overline{Q^2}h^2(t-\tau)d\tau \tag{2.1.60}$$

这样，当输入冲击序列的强度和时间分布都是随机分布时，在 t 时刻输出电压平均值和均方差为

$$\bar{v}=\bar{n}\bar{Q}\int_{-\infty}^{\infty}h(t-\tau)d\tau \tag{2.1.61}$$

$$\sigma^2(v)=\bar{n}\overline{Q^2}\int_{-\infty}^{\infty}h^2(t-\tau)d\tau \tag{2.1.62}$$

因为 $t<0$ 时，$h(t)=0$，所以上式可写成

$$\bar{v}=\bar{n}\bar{Q}\int_0^{\infty}h(t)dt \tag{2.1.63}$$

$$\sigma^2(v)=\bar{n}\overline{Q^2}\int_0^{\infty}h^2(t)dt \tag{2.1.64}$$

这两个公式是 Q 不为常数时的坎贝尔定理。第六章第三节将用坎贝尔定理分析信号堆积和基线涨落。第八章将要指出，$h(t-\tau)$ 是时不变线性系统的权重函数。对于时变线性系统，上两式中 $h(t-\tau)$ 用时变系统的权重函数代替，即可得到输出信号的平均值和均方差。

上述计算中输入信号假设为冲击信号。当输入信号 $i_i(t)$ 为其它波形时，可以利用卷积方法求解。仿图 2-1-6(b)，$i_i(t)$ 可看作是冲击信号 $\delta(t)$ 通过冲击响应为 $h_1(t)=i_i(t)$ 的系统后的输出信号。设 $i_i(t)$ 通过的系统之冲击响应为 $h_2(t)$，则 $i_i(t)$ 通过 $h_2(t)$ 相当于 $\delta(t)$ 通过 $h_1(t)$ 和 $h_2(t)$ 的串联系统，这个串联系统的冲击响应为 $h(t)=h_1(t)*h_2(t)$，这样就可

1）参看（1.1.18）式。

用上述公式进行计算了。

第二节 复频域分析

2.2.1 拉普拉斯变换及其基本性质

我们知道，将原函数$f(t)$乘以$u(t)e^{-\sigma t}$再进行富氏变换，就是拉普拉斯变换，简称拉氏变换。这里$u(t)$是单位阶跃函数，σ为大于0的实数。$f(t)$的拉氏变换定义为

$$F(s)=\int_{-\infty}^{\infty}[f(t)u(t)e^{-\sigma t}]e^{-j\omega t}dt$$

$$=\int_{0}^{\infty}f(t)e^{-st}dt \tag{2.2.1}$$

式中$s=\sigma+j\omega$。

$$f(t)u(t)e^{-\sigma t}=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(s)e^{j\omega t}d\omega$$

拉氏反变换为

$$f(t)u(t)=\frac{1}{2\pi j}\int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty}F(s)e^{st}ds$$

如果我们把反变换所得的函数只定义在$t\geqslant0$，则上式可写为

$$f(t)=\frac{1}{2\pi j}\int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty}F(s)e^{st}ds \tag{2.2.2}$$

$f(t)$和$F(s)$组成拉氏变换对，可写作

$$F(s)=\mathscr{L}[f(t)];\ f(t)=\mathscr{L}^{-1}[F(s)]。$$

或

$$f(t)\doteq F(s)。$$

从（2.2.1）式可知，由于$f(t)$乘了$u(t)e^{-\sigma t}$再进行富氏变换，即积分时不取$f(t)$的$t<0$部分，在$t\geqslant0$部分$f(t)$又乘有衰减因子$e^{-\sigma t}$，所以拉氏变换的公式（2.2.1）容易收敛。另外，富氏变换的象函数$F(\omega)$的变量是$j\omega$，拉氏变换的象函数$F(s)$的变量是$s=\sigma+j\omega$。下面就要谈到，通过分析$F(s)$在s平面上的极点、零点分布，可以判断时域原函数的特性。一般说来，利用富氏变换便于分析频率特性，分析信号频谱和噪声的功率谱。利用拉氏变换便于分析系统的时域响应和参数的关系。

对于实际电路，以$j\omega$为变量写出电路阻抗和频率响应$H(\omega)$后，将$j\omega$换为s，就得到复频域里以s为变量的阻抗和传递函数$H(s)$。例如（2.1.42）式

$$H(\omega)=\frac{R}{1+j\omega RC}=\frac{1}{C\left(j\omega+\frac{1}{RC}\right)}$$

经置换后得

$$H(s)=\frac{1}{C\left(s+\frac{1}{RC}\right)}$$

拉氏变换的基本性质列举如下，证明方法同富氏变换基本性质。设$f(t)\doteq F(s)$，$f_1(t)\doteq F_1(s)$，$f_2(t)\doteq F_2(s)$，a、a_1、a_2和t_0都是任意常数，则

1．线性

$$a_1f_1(t)+a_2f_2(t)\doteq a_1F_1(s)+a_2F_2(s) \tag{2.2.3}$$

2．时间延迟

$$f(t-t_0)u(t-t_0)\doteq e^{-st_0}F(s) \tag{2.2.4}$$

3．比例性

$$f(at)\doteq\frac{1}{a}F\left(\frac{s}{a}\right) \qquad a>0 \tag{2.2.5}$$

4　时间卷积定理

$$f_1(t)*f_2(t)\doteq F_1(s)F_2(s) \tag{2.2.6}$$

5．时间导数

$$\frac{d^nf(t)}{dt^n}\doteq s^nF(s)-\sum_{k=0}^{n-1}s^{n-k-1}f^k(0) \tag{2.2.7}$$

式中$f^k(0)$是k阶导数$\dfrac{d^kf(t)}{dt^k}$的初始值。

$n=1$时（2.2.7)式为

$$\frac{df(t)}{dt}\doteq sF(s)-f(0_-) \tag{2.2.8}$$

6．时间积分

$$\int_0^t f(t)dt\doteq\frac{F(s)}{s} \tag{2.2.9}$$

7．起始值定理

$$\lim_{t\to0}f(t)=\lim_{s\to\infty}sF(s) \tag{2.2.10}$$

8．最终值定理

$$\lim_{t\to\infty}f(t)=\lim_{s\to0}sF(s) \tag{2.2.11}$$

2.2.2　极点、零点和时域波形的关系

研究信号传输和成形时，必须了解时域波形的变化规律，例如波形是单极性的还是双极性的，传输过程中会不会产生上冲或振荡波形等。为了了解时域波形的特点，除了直接分析时域原函数以外，还可以在复频域里分析其象函数的极点和零点分布。采用后一种方法有时容易得出结论。

1．极点和零点

如图2-2-1之时不变线性系统，输入和输出信号分别为$v_i(t)\doteq V_i(s)$和$v_o(t)\doteq V_o(s)$，系统冲击响应$h(t)$的拉氏变换为$H(s)$，$H(s)$称为传递函数。即

$$h(t)\doteq H(s)=\frac{V_o(s)}{V_i(s)}$$

下面我们分析传递函数$H(s)$的极点、零点对$h(t)$波形的影响。当然，$V_i(s)$对$v_i(t)$或者$V_o(s)$对$v_o(t)$也有同样的关系。

电阻、电容、电感两端的电压和电流分别满足下列关系

$$v_R(t)=Ri_R(t) \qquad i_C(t)=C\frac{dv_C(t)}{dt}$$

$$v_L(t)=L\frac{di_L(t)}{dt}$$



图2-2-1 复频域里的时不变线性系统

对于一般集总参数时不变线性系统，输入电压$v_i(t)$（或电流）和输出电压$v_o(t)$（或电流)的关系可用常系数线性微分方程表示，即

$$a_n\frac{d^nv_o}{dt^n}+a_{n-1}\frac{d^{n-1}v_o}{dt^{n-1}}+\cdots\cdots+a_0v_o$$

$$=b_m\frac{d^mv_i}{dt^m}+b_{m-1}\frac{d^{m-1}v_i}{dt^{m-1}}+\cdots\cdots b_0v_i$$

式中$a_n,a_{n-1}\cdots\cdots$，$a_0;b_m,b_{m-1}\cdots\cdots$，$b_0$为实数。在初始条件为零的情况下，利用（2.2.7）式对上式两边进行拉氏变换，得到

$$V_o(s)[a_ns^n+a_{n-1}s^{n-1}+\cdots\cdots+a_0]$$

$$=V_i(s)[b_ms^m+b_{m-1}s^{m-1}+\cdots\cdots+b_0]$$

系统的传递函数为

$$H(s)=\frac{b_ms^m+b_{m-1}s^{m-1}+\cdots\cdots+b_0}{a_ns^n+a_{n-1}s^{n-1}+\cdots\cdots+a_0}=\frac{N(s)}{D(s)} \tag{2.2.12}$$

$H(s)$是复变量s的两个有理多项式之比。令$D(s)=0$，得到n个根P_1、$P_2\cdots\cdots P_n$，称为传递函数的极点；令$N(s)=0$，得到m个根Z_1、$Z_2\cdots\cdots Z_m$，称为传递函数的零点。因而$H(s)$又可表示为

$$H(s)=\frac{b_m}{a_n}\cdot\frac{(s-Z_1)(s-Z_2)\cdots\cdots(s-Z_m)}{(s-P_1)(s-P_2)\cdots\cdots(s-P_n)}$$

$$=\frac{b_m}{a_n}\cdot\frac{\prod_{k=1}^{m}(s-Z_k)}{\prod_{i=1}^{n}(s-P_i)} \tag{2.2.13}$$

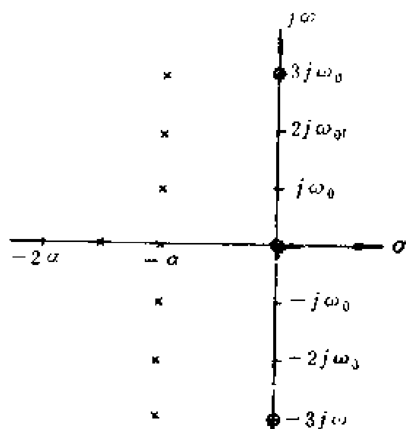


图2-2-2 极点、零点在复平面S上的分布

Z_k、P_i可以是实数、虚数或复数。由于多项式的系数是实数，虚数和复数的极、零点必定共轭成对。因此极、零点共分下述六种：

零、正实数、负实数、共轭虚数、实部为正的共轭复数和实部为负的共轭复数。例如

$$H(s)=\frac{s(s-3\omega_0j)(s+3\omega_0j)}{(s+\alpha)(s+1.5\alpha)\prod_{k=1}^{2}(s+\alpha-k\omega_0j)(s+\alpha+k\omega_0j)} \tag{2.2.14}$$

式中α和ω_0是常数。$H(s)$的极点为：$-\alpha$、-1.5α、$-\alpha\pm\omega_0j$、$-\alpha\pm2\omega_0j$、$-\alpha\pm3\omega_0j$；零点为：0、$\pm3\omega_0j$（当$s\to\infty$时，$H(s)\to0$，因此$H(s)$还有数值为∞的零点）。极零点在复平面S上的分布可以用图表示，如图2-2-2，图中圆圈表示零点位置，叉号表示极点位置。必须

注意，$N(s)$和$D(s)$可能有重根，即若干个零点或极点重合在一起，若$s=P_l$是$D(s)$的l重根，则P_l称为l阶极点。

2． 极点和时域波形的关系

传递函数（2.2.12）式中，通常$n>m$（若$n<m$，$H(s)$可有理化）。先设$D(s)$有n个单根，$H(s)$可分解为

$$H(s)=\frac{k_1}{s-P_1}+\frac{k_2}{s-P_2}+\cdots\cdots+\frac{k_n}{s-P_n}=\sum_{i=1}^{n}\frac{k_i}{s-P_i}$$

$$k_i=[(s-P_i)H(s)]_{s=P_i} \tag{2.2.15}$$

求$H(s)$的拉氏反变换，得到冲击响应

$$h(t)=\sum_{i=1}^{n}k_i e^{P_i t} \tag{2.2.16}$$

$h(t)$是若干个取决于极点的复指数函数之和。系数k_i与$H(s)$的极、零点位置有关。实数极点的系数k_i也是实数。若P_i与P_{i+1}复共轭，即$P_i^*=P_{i+1}$，可以证明相应系数k_i与k_{i+1}也为复共轭：$k_i^*=k_{i+1}$。

我们考虑如下的传递函数

$$H(s)=\frac{N(s)}{s(s+\alpha_2)(s-\alpha_3)(s-j\omega_4)(s+j\omega_4)(s+\alpha_5-j\omega_5)(s+\alpha_5+j\omega_5)}$$

$$\cdot\frac{1}{(s-\alpha_6-j\omega_6)(s-\alpha_6+j\omega_6)}$$

式中系数α、ω均为大于零的实数，分解因子可得

$$H(s)=\frac{k_1}{s}+\frac{k_2}{s+\alpha_2}+\frac{k_3}{s-\alpha_3}+\frac{k_4}{s-j\omega_4}+\frac{k_4^*}{s+j\omega_4}+\frac{k_5}{s+\alpha_5-j\omega_5}$$

$$+\frac{k_5^*}{s+\alpha_5+j\omega_5}+\frac{k_6}{s-\alpha_6-j\omega_6}+\frac{k_6^*}{s-\alpha_6+j\omega_6} \tag{2.2.17}$$

令$k_4=|k_4|e^{j\theta_4}$，$k_5=|k_5|e^{j\theta_5}$，$k_6=|k_6|e^{j\theta_6}$，求反变换得

$$h(t)=k_1+k_2e^{-\alpha_2 t}+k_3e^{\alpha_3 t}+2|k_4|\cos(\omega_4 t+\theta_4)$$

$$+2|k_5|e^{-\alpha_5 t}\cos(\omega_5 t+\theta_5)+2|k_6|e^{\alpha_6 t}\cos(\omega_6 t+\theta_6) \tag{2.2.18}$$

式中$t\geqslant 0$。由此可见，时域函数的形式取决于极点在复平面S上的位置，如果极点都是单阶的，那么时域函数总是上述六种形式之和。表2-2-1中列出了六种极点的时域波形。

如果$H(s)$还有高阶极点，则$h(t)$的形式除了（2.2.16）或（2.2.18）式以外，还应加上高阶极点的项。设$H(s)$有一个l阶实数极点P_1，此高阶极点对时域波形的贡献为

$$h_1(t)=\sum_{q=1}^{l}k_{1q}t^{q-1}e^{P_1 t} \tag{2.2.19}$$

$$k_{1q}=\frac{1}{(l-q)!(q-1)!}\left\{\frac{d^{l-q}}{ds^{l-q}}[(s-P_1)^l H(s)]\right\}_{s=P_1} \tag{2.2.19a}$$

k_{1q}是实数。在复频域里的贡献为[1]

---

［1］〔美〕D．A．卡拉汉，A．B．麦克尼，E．L．麦克马共著；方孝慈，孙性如，朱涤心，宿延吉合译：现代电路分析导论，人民教育出版社，第258页，1979年。

表2-2-1　极点和时域波形的关系

H(s)及其极点	时域波形 $h(t)$	
$\frac{1}{s}$ $P=0$ (零)	$u(t)$ 阶跃函数	
$\frac{1}{s+a}$ $P=-a$ (负实数)	$e^{-at}u(t)$ 指数衰减	
$\frac{1}{s-a}$ $P=a$ (正实数)	$e^{at}u(t)$ 指数增长	
$\frac{1}{(s-j\omega_0)(s+j\omega_0)}$ $P=\pm j\omega_0$ (共轭虚数)	$\frac{1}{\omega_0}\sin\omega_0 t\cdot u(t)$ 正弦波	
$\frac{1}{(s+a-j\omega_0)(s+a+j\omega_0)}$ $P=-a\pm j\omega_0$ (实部为负的共轭复数)	$\frac{1}{\omega_0}e^{-at}\sin\omega_0 t\cdot u(t)$ 指数衰减正弦	
$\frac{1}{(s-a-j\omega_0)(s-a+j\omega_0)}$ $P=a\pm j\omega_0$ (实部为正的共轭复数)	$\frac{1}{\omega_0}e^{at}\sin\omega_0 t\cdot u(t)$ 指数增长正弦	

$$H_1(s)=\sum_{q=1}^{l}\frac{(q-1)!k_{1q}}{(s-P_1)^q}$$

$$=\sum_{q=1}^{l}\frac{1}{(l-q)!(s-P_1)^q}\left\{\frac{d^{l-q}}{ds^{l-q}}[(s-P_1)^lH(s)]\right\}_{s=P_1} \qquad (2.2.19b)$$

设$H(s)$有一对l阶共轭复数极点P_1和P_1^*；$P_1=-a+j\omega_0$，$P_1^*=-a-j\omega_0$。(2.2.19) 至 (2.2.19b) 三式依然适用。此对共轭复数极点对时域波形的贡献为

$$h_1(t)=\sum_{i=1}^{l}2|k_{1q}|t^{q-1}e^{-at}\cos(\omega_0t+\theta_q) \qquad (2.2.20)$$

这里k_{1q}是复数，$k_{1q}=|k_{1q}|e^{j\theta_q}$。若$H(s)$有另外的高阶极点，则按同样的方法再增加相应的项。

总之，$H(s)$为s的有理多项式之比时，其时域波形$h(t)$是如下函数之和：

$$kt^{q-1}e^{-at}\cos(\omega_0t+\theta) \qquad (2.2.21)$$

从上式可以看出：就系统的稳定性而言，当$H(s)$的全部极点均位于复平面S的左半平面 ($a>0$) 时，冲击响应$h(t)$是逐渐衰减的，系统是稳定的；如果在S的右半平面上有极点 ($a<0$)，则$h(t)$逐渐增长，系统是不稳定的；若系统极点是二阶以上的共轭虚数 ($q=2$，$a=0$)，$h(t)$随时间增长，系统也是不稳定的；由表2-2-1可知，当系统的极点是一阶的共轭虚数时，产生等幅的正弦振荡，属于临界情况。

3. 增加实数极、零点对波形的影响

① 增加实数极点　已知电压信号$v_i(t)\doteq V_i(s)$，通过RC积分电路后，信号将增加一个负实数极点$s=-1/\tau$ ($\tau=RC$)，输出信号为

$$v_o(t)\doteq V_i(s)\frac{1}{1+s\tau}=V_i(s)\frac{1}{\tau\left(s+\frac{1}{\tau}\right)}$$

将$e^{-t/\tau}\doteq1/(s+1/\tau)$代入 (2.2.6) 式，得到

$$v_o(t)=v_i(t)*\frac{1}{\tau}e^{-t/\tau}=\frac{1}{\tau}\int_0^t v_i(t')e^{-(t-t')/\tau}dt' \qquad (2.2.22)$$

$v_o(t)$是$v_i(t)$指数加权后的积分。输出波形如图2-2-3所示。与输入波形相比，输出波形的峰部（对双极性脉冲还有过零点）位置后移，并且峰部更加平坦，峰值两边趋向于对称。即增加负实数极点有使波形平滑的作用。如果$v_i(t)$是单极性波形，(2.2.22) 式之积分恒为正，因此$v_o(t)$依然是单极性波形。

若$\tau=RC\to\infty$，则极点$s=0$，

$v_o(t)\propto\mathscr{L}^{-1}[V_i(s)/s]=\int_0^t v_i(t')dt'$，后者是输入波形对时间的积分。

② 增加实数零点　设$f(t)\doteq F(s)$，初始条件$f(0)=0$。由 (2.2.8) 式得到

$$\frac{df(t)}{dt}\doteq sF(s)$$

即复频域里增加一个零点$s=0$，相当于时域里对原函数求导数的运算。图2-2-4中的$f(t)$是先单调上升后单调下降之单极性波形，增加零点$s=0$后变为双极性波形，在原波形的峰位处 ($t=t_M$) 出现过零点。若再增加一个零点$s=0$，将得到三极性波形。

假如增加的零点是负实数，$s=-a$，且初始条件$f(0)=0$，则输出波形变为

$$\mathscr{L}^{-1}[(s+a)F(s)]=\frac{df(t)}{dt}+af(t) \tag{2.2.23}$$

因此，增加负实数零点以后，输出波形将是原波形及其时间导数的线性组合。欲使求导数的运算起主要作用，增加之零点的绝对值a必须很小，a很大时线性部分 $af(t)$ 将起主要作用。

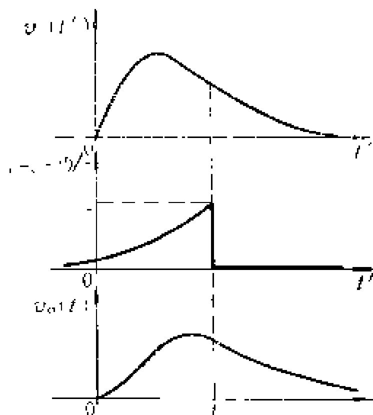


图 2-2-3　增加极点对时域波形的影响

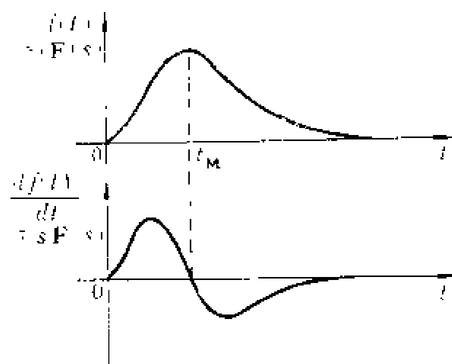


图 2-2-4　增加零点$s=0$相当于在时域里求导数

第三节　统 计 分 析

有用信号在产生、传输和放大过程中不可避免地要受到噪声的影响，因此在核辐射能谱仪或其他系统输出端测得的，除了核辐射产生的有用信号外，同时还包含噪声。由于噪声的存在，测量发生误差，能量分辨率和时间分辨率变坏。

我们知道，对于一个振幅和周期已知的正弦电压，如果知道了它在某一时刻的电压值和相位，那么任何时刻的电压数值都能推算出来。这种按预定规律变化的信号称为确定信号。噪声（电压或电流）属于随机过程，它随时间的变化是杂乱无章的，不能用确定的数学公式表示，但是它服从一定的统计规律。分析和测量象噪声这样的随机过程是一门专门的学科。这一节简单介绍噪声的主要特性和分析方法，有的只引用结论，系统的理论可参阅有关资料[1]、[2]。

分析随机过程常用平均值、均方值、自相关函数、功率谱密度函数和概率密度函数等统计平均量。其中自相关函数和功率谱密度函数是描述噪声的重要函数，它们组成一对富里叶变换，分别在时域和频域里描述噪声的主要特性。通常噪声的分析可在时域里进行，也可在频域里进行，并且时域和频域有一定的变换关系。这套分析随机过程的方法要应用比较多的数学，得到的是随机过程的统计特性。这对于深入研究噪声是必须的。分析随机过程的方法不只用于分析噪声，也可以用来分析其它随机信号或周期信号（周期信号可看作随机信号的特例）。上一章介绍的坎贝尔定理分析的就是随机过程。但是本书没有把随机过程的分析方法列入上一节信号分析方法中，这样安排，是为了便于不需要深入研究噪声等随机过程的读者阅读。

[1]　[美] J. S. 贝达特等著，凌福根译，随机数据分析方法，国防工业出版社，1979年。

[2] David Middleton, An Introduction to Statistical Communication Theory, New York (1960).

2.3.1 记录组和样本函数

1. 集合平均[1]

一个随机过程，例如电阻两端的噪声电压$v(t)$，如果我们测量它随时间的变化，就会发现每次记录都不一样。如图 2-3-1 所示，任何一个 $v(t)$只不过代表一种可能的结果。当然，$v(t)$既经测定，它就是时间t的已知函数了。设想有m个性质完全相同的噪声源，它们的工作条件一样，服从同样的统计规律。我们用仪器同时记录这 m 个噪声源的输出电压，分别为 $v_1(t)$，$v_2(t)\cdots\cdots v_k(t)\cdots\cdots v_m(t)$，其中$k=1,2\cdots\cdots m$。这些噪声电压组成一个集合或一个"记录组"。记录组内每一个$v_k(t)$称为样本函数[2]。在理论上，为了完全确定一个随机过程，记录组内的样本函数应取无限多个。

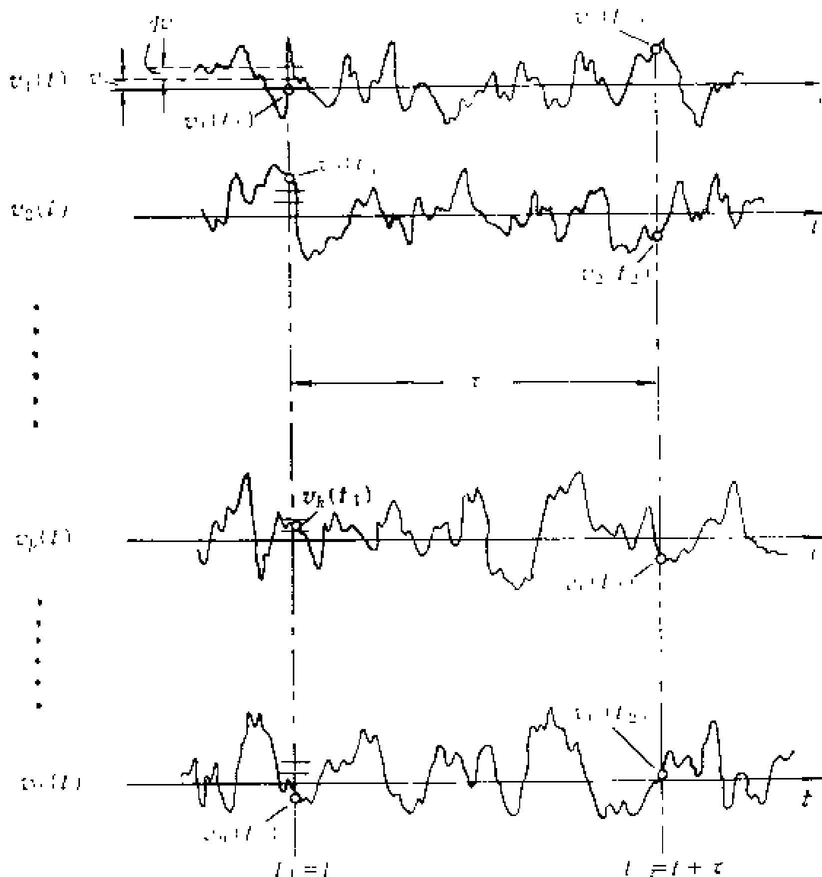


图 2-3-1 噪声电压样本函数组成的集合

随机过程的统计特性可以用各样本函数在某一时刻的集合平均来表示。常用的集合平均有下列几种

① 平均值（集合平均）

$$\overline{v(t)}=\lim_{m\to\infty}\frac{1}{m}\sum_{k=1}^{m}v_k(t) \tag{2.3.1}$$

② 均方值（集合平均）

1）集合平均——Ensemble average.

2）样本函数——Sample function.

$$\overline{v^2(t)}=\lim_{m\to\infty}\frac{1}{m}\sum_{k=1}^{m}v_k^2(t) \tag{2.3.2}$$

均方值是表示噪声强度的重要参数。此外，还有均方差（或称均方偏差），记作$\overline{[v(t)-\overline{v(t)}]^2}$。当平均值为零时，均方值和均方差相等。

③自相关函数[1]（集合平均）

如图2-3-1，令$t_1=t, t_2=t+\tau$，自相关函数$R(\tau,t)$定义为

$$\begin{aligned}R(\tau,t)&=\overline{v(t)v(t+\tau)}\\&=\lim_{m\to\infty}\frac{1}{m}\sum_{k=1}^{m}v_k(t)v_k(t+\tau)\end{aligned} \tag{2.3.3}$$

自相关函数是t和$(t+\tau)$两个时刻函数值的乘积对集合取平均，它表示随机过程的两个瞬时数据之间的相关性。不同类型的噪声、干扰和信号，其自相关函数各有特征，测量和分析自相关函数就可以对它们作出鉴别。

一般情况下，随机过程的集合平均$\overline{v(t)}$、均方值$\overline{v^2(t)}$等是所取时间t的函数；自相关函数$R(\tau,t)$除了取决于时间差τ以外，还和t有关。凡是集合平均不随时间t变化的随机过程称为平稳随机过程；反之，称为非平稳随机过程。平稳随机过程的平均值和均方值是常数，自相关函数仅与时间差τ有关。因此$\overline{v(t)}$、$\overline{v^2(t)}$和$R(\tau,t)$可写为$\bar{v}$、$\overline{v^2}$和$R(\tau)$。

2. 时间平均

一个样本函数对时间取平均用符号“⟨⟩”表示。

① 平均值（时间平均）

$$\langle v_k\rangle=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v_k(t)dt \tag{2.3.4}$$

上式表示第k个样本函数$v_k(t)$对时间取平均。平均值给出该波形的直流分量。

② 均方值（时间平均）

$$\langle v_k^2\rangle=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v_k^2(t)dt \tag{2.3.5}$$

噪声电压（或电流）对时间平均的均方值在数值上等于噪声电压（或电流）在1欧姆电阻上产生的平均功率，因此噪声的均方值是其平均功率的量度。

③ 自相关函数（时间平均）

求第k个样本函数$v_k(t)$对时间平均的自相关函数时，我们取一个时间段T，将相隔时间为τ的两个函数值的乘积$v_k(t)v_k(t+\tau)$在T内取时间平均，当T趋于无穷时，这个平均乘积的极限即为自相关函数（见图2-3-2）。简言之，对时间平均的自相关函数是在相隔时间

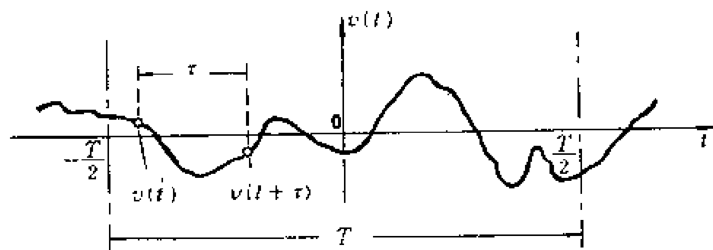


图2-3-2 时间平均自相关函数的确定

1）自相关函数——Autocorrelation function.

为τ的两时刻，样本函数取值的乘积对时间的平均值，即

$$\langle v_k(t)v_k(t+\tau)\rangle=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v_k(t)v_k(t+\tau)dt \tag{2.3.6}$$

needs要说明，上述自相关函数的定义是对能量无限而功率（即均方值）有限的信号而言的，如噪声电压和周期信号等。实际按（2.3.6)式计算自相关函数时常常在有限的时间段T内取平均，因此

$$\langle v_k(t)v_k(t+\tau)\rangle=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v_k(t)v_k(t+\tau)dt$$

在平稳随机过程中，如果集合平均都等于相应的时间平均，那么这种随机过程称为各态历经随机过程[1]。它的统计特性可以用任何一个样本函数来表示，不必知道记录组内其它样本函数，(2.3.4) 至 (2.3.6) 各式中下标“k”可以略去。即

$$\bar{v}=\langle v\rangle \qquad \overline{v^2}=\langle v^2\rangle$$

$$R(\tau)=\overline{v(t)v(t+\tau)}=\langle v(t)v(t+\tau)\rangle$$

$$=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v(t)v(t+\tau)dt \tag{2.3.7}$$

实践表明，稳定物理现象的随机过程，一般是各态历经过程。下面主要分析这种过程。可以证明，平稳随机过程通过时不变线性系统以后仍为平稳随机过程，并且各态历经的特性不变。但是，平稳随机过程通过时变线性系统后就不再是平稳随机过程。这是因为时变系统参数与t有关，输出的集合平均一般是t的函数。

2.3.2 概率密度函数

概率密度函数是描述随机过程的又一基本函数，它表示某一时刻各样本函数的数值落在指定范围内的概率。假设在t时刻，m个样本函数中有n个数值落在v到$v+\Delta v$范围内（图2-3-1)，当$m\to\infty$时，比值n/m反映了正确的概率。在一般情况下，改变v或者t(Δv不变)，上述概率就发生变化。我们用$P(v,t)$表示t时刻各样本函数的数值落在v附近单位电压间隔内的概率。就$P(v,t)$和v的关系而言，$P(v,t)$是v的概率密度函数。由此，t时刻各样本函数值落在v到$v+\Delta v$范围内的概率为$P(v,t)\Delta v$。对于平稳随机过程，概率密度函数和t无关，所以$P(v,t)$用$P(v)$表示。

象噪声电压（或电流）这样的随机过程，虽然不能精确地预测未来时刻的电压数值，但是从概率密度$P(v)$可以知道噪声电压落在某一范围内的概率。因此，概率密度函数表示随机过程在幅度域里的统计特性。$P(v)$和平均值、均方值等参数的关系为

$$\left.\begin{aligned}\bar{v}&=\int_{-\infty}^{\infty}vP(v)dv\\ \overline{v^2}&=\int_{-\infty}^{\infty}v^2P(v)dv\end{aligned}\right\} \tag{2.3.8}$$

前已指出，各态历经随机过程的统计特性可以用单个样本函数的时间平均来表示。如图2-3-3所示，在所取$-T/2$到$T/2$这段时间内，噪声电压$v(t)$的数值落在v到$v+\Delta v$范围内的百分比是$\sum\Delta t(v)/T$，这里$\sum\Delta t(v)=\Delta t_1+\Delta t_2+\Delta t_3$，它是$v$的函数。当$\Delta v$无限小，趋于$dv$

1) 各态历经随机过程——Ergodic random process.

时，比值$\sum\Delta t(v)/T$趋于$\sum dt(v)/T$，所以概率密度函数$P(v)$由下式确定

$$P(v)dv=\lim_{t\to\infty}\frac{1}{T}\sum dt(v)$$

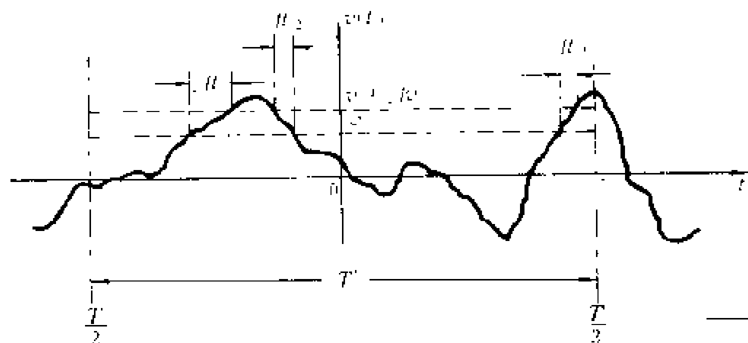


图2-3-3 噪声电压概率密度函数的确定（时间平均）

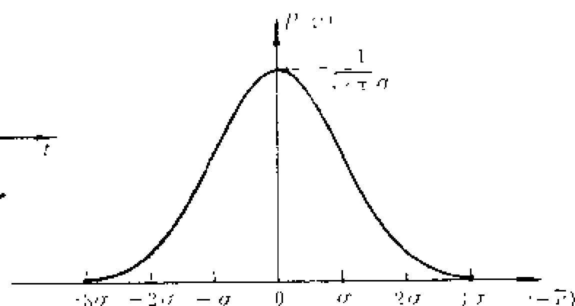


图2-3-4 高斯型概率密度函数

概率密度函数的形式因具体的随机过程而异。理论分析和实验表明，对于通常的电噪声——散粒噪声和热噪声等，噪声电压$v(t)$（或噪声电流）的概率密度服从高斯（正态）分布，如图2-3-4所示。高斯型概率密度函数为

$$P(v)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma}e^{-(v-\bar{v})^2/2\sigma^2} \tag{2.3.9a}$$

式中$\bar{v}$是噪声电压的平均值，σ^2为均方偏差$[\sigma^2=\overline{(v-\bar{v})^2}]$，$\sigma$为标准偏差。当$\bar{v}=0$时，(2.3.9a) 式变为

$$P(v)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma}e^{-v^2/2\sigma^2} \tag{2.3.9b}$$

这时，σ^2等于v的均方值$\overline{v^2}$，σ等于均方根值。两个独立无关噪声电压v_1和v_2，它们的概率密度函数分别为$P(v_1)$和$P(v_2)$，且$P(v_1)$与v_2无关，$P(v_2)$与v_1无关，根据概率乘法定理，v_1、v_2同时出现的概率密度函数为

$$P(v_1,v_2)=P(v_1)P(v_2)$$

v_1和v_2乘积的平均值为

$$\overline{v_1v_2}=\int_{-\infty}^{\infty}v_1v_2P(v_1v_2)dv_1dv_2$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}v_1P(v_1)dv_1\int_{-\infty}^{\infty}v_2P(v_2)dv_2=\bar{v}_1\bar{v}_2$$

所以，两个独立无关的噪声，其乘积的平均值等于它们平均值的乘积。即

$$\overline{v_1v_2}=\overline{v_1}\,\overline{v_2} \tag{2.3.10a}$$

因$\overline{(v_1-\bar{v}_1)}=\overline{(v_2-\bar{v}_2)}=0$，利用 (2.3.10a) 式得到

$$\overline{(v_1-\bar{v}_1)(v_2-\bar{v}_2)}=0 \tag{2.3.10b}$$

如果有m个互相独立的噪声，那么这些噪声相加后，总噪声的平均值等于各噪声平均值之和。即

$$\bar{v}=\bar{v}_1+\bar{v}_2+\cdots\cdots+\bar{v}_m \tag{2.3.11}$$

总噪声的均方偏差σ^2等于各噪声均方偏差σ_1^2、σ_2^2……σ_m^2之和。

证明：

$$\sigma^2=\overline{(v-\bar{v})^2}=\overline{(v_1-\bar{v}_1+v_2-\bar{v}_2+\cdots\cdots+v_m-\bar{v}_m)^2}$$
$$=\overline{(v_1-\bar{v}_1)^2}+\overline{(v_2-\bar{v}_2)^2}+\cdots\cdots+\overline{(v_m-\bar{v}_m)^2}$$
$$+2\sum_{j\neq k}\overline{(v_j-\bar{v}_j)(v_k-\bar{v}_k)}$$

因为各噪声互相独立，由（2.3.10b）式得

$$\overline{(v_j-\bar{v}_j)(v_k-\bar{v}_k)}=0,\quad j\neq k\text{时}$$

所以

$$\sigma^2=\sigma_1^2+\sigma_2^2+\cdots\cdots+\sigma_m^2 \tag{2.3.12}$$

此外，几个具有高斯型概率密度的独立噪声，经线性系统后输出总噪声仍是高斯分布。

2.3.3 功率谱密度函数

如前所述，噪声电压$v(t)$（或噪声电流$i(t)$）的均方值$\langle v^2\rangle$（或$\langle i^2\rangle$）就是它在1欧姆电阻上产生的平均功率$\bar{P}$。此功率是各频率分量功率之和，

$$\bar{P}=\int_{-\infty}^{\infty}S(\omega)df=\int_{-\infty}^{\infty}S(2\pi f)df \tag{2.3.13}$$

$S(\omega)$称为功率谱密度函数。噪声为非周期信号，功率谱是连续谱；对于周期信号，其功率是基波和各次谐波的功率之和，因此，功率谱是离散谱，$S(\omega)$是一冲击函数序列。

在解释（2.1.23）式的物理意义时我们曾经指出，$|F(\omega)|^2$是能量有限信号$f(t)$的能量谱密度函数。通常噪声的能量无限、功率有限，如以噪声电压$v(t)$取代(2.1.23)式中的$f(t)$，积分就不存在。为此截取$v(t)$在$-T/2$到$T/2$范围内的一段称为$v_T(t)$，$v_T(t)$在T内的平均功率

$$\bar{P}_T=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v_T^2(t)dt \tag{2.3.14}$$

在$T\to\infty$时，$v_T(t)$的平均功率$\bar{P}_T$趋于$v(t)$的平均功率$\bar{P}$。所以由（2.1.23）式可得

$$\bar{P}=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v_T^2(t)dt=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-\infty}^{\infty}|V_T(\omega)|^2df \tag{2.3.15}$$

这里$V_T(\omega)$是$v_T(t)$的象函数。

比较（2.3.13）和（2.3.15）式，功率谱密度函数为

$$S(\omega)=\lim_{T\to\infty}\frac{|V_T(\omega)|^2}{T} \tag{2.3.16}$$

应当注意，$S(\omega)$是数学频率域（$-\infty<\omega<\infty$）内的功率谱密度函数，单位是[W/Hz]。

为了便于计算噪声通过线性系统后的功率谱变化，我们常需要知道在实际频率（物理频率）域$0\leqslant\omega<\infty$内的、相对于角频率的功率谱密度函数，即单边功率谱密度函数$s(\omega)$。由此，噪声电压的平均功率或均方值可表示为

$$\bar{P}=\overline{v^2}=\langle v^2\rangle=\int_{-\infty}^{\infty}S(\omega)df=\int_0^{\infty}s(\omega)d\omega \tag{2.3.17a}$$

显然

$$s(\omega)=\begin{cases}S(\omega)/\pi & 0\leqslant\omega<\infty\\ 0 & \omega<0\end{cases} \tag{2.3.17b}$$

$s(\omega)$的单位则为[瓦/(弧度/秒)]。$S(\omega)$和$s(\omega)$同为功率谱密度函数，但频率域范围不同，单位不同，计算时应留意。

在$T\to\infty$时，$|V_T(\omega)|^2\to|V(\omega)|^2$，$|V(\omega)|^2$是能量谱密度。如果$|V(\omega)|^2$为有限值，则

由（2.3.16）式可知$S(\omega)\to 0$。这种能量谱密度为有限值而功率谱密度为0的信号，称为能量信号。单个有限宽度，有限幅度的信号$f(t)$，就是能量信号；（2.1.9a)式的富氏变换存在，$|F(\omega)|$为有限值。反之，由（2.3.16）式可以看出功率谱密度函数$S(\omega)$不为零的信号，能量谱密度函数$|V(\omega)|^2$必为无限值，这种信号称为功率信号。周期性信号、平稳随机信号或噪声都是功率信号。(周期信号的功率谱密度是强度有限的冲击函数序列，能量谱密度是强度无限的冲击函数序列。)

2.3.4 自相关函数的基本性质

自相关函数和功率谱密度，可以分别在时域和频域里表示噪声的基本特性。了解自相关函数的概念，掌握其主要性质和计算方法，对分析噪声是有帮助的。有关自相关函数的概念前面已作介绍，这里讨论它的主要性质，涉及的随机过程主要是各态历经的平稳随机过程，并且是时间t的实函数。为便于学习，重写（2.3.7）式，

$$R(\tau)=\overline{v(t)v(t+\tau)}=\langle v(t)v(t+\tau)\rangle$$

$$=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v(t)v(t+\tau)dt$$

① 对于平稳随机过程，自相关函数是时间差τ的函数，而与时间t无关。

② $v(t)$ 是实函数时，$R(\tau)$也是实函数，并且是τ的偶函数。即

$$R(\tau)=R(-\tau) \tag{2.3.18}$$

显然

$$R(\tau)=\overline{v(t)v(t+\tau)}=\overline{v(t-\tau)v(t)}$$
$$=\overline{v(t)v(t-\tau)}=R(-\tau)$$

③ 当$\tau=0$时

$$R(0)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v^2(t)dt=\langle v^2\rangle$$

对于各态历经的平稳随机过程，时间平均等于集合平均，所以

$$R(0)=\langle v^2\rangle=\overline{v^2} \tag{2.3.19}$$

总之，$\tau=0$时的自相关函数值等于噪声电压（或电流）的均方值，也就是噪声电压(或电流)在1欧姆电阻上产生的平均功率。

④ 当$\tau\to\pm\infty$时

$$R(\pm\infty)=\bar{v}^2 \tag{2.3.20}$$

即时差τ趋于无穷大时，自相关函数值等于噪声电压平均值的平方。因为相隔无穷长时间的两组数据$v(t)$和$v(t\pm\infty)$是独立无关的。对于平稳随机过程，$\overline{v(t)}=\overline{v(t\pm\infty)}=\bar{v}$，则$R(\pm\infty)=\overline{v(t)v(t\pm\infty)}=\overline{v(t)}\ \overline{v(t\pm\infty)}=\bar{v}^2$。

⑤ $R(0)\geq|R(\tau)|$

对于象噪声这样的随机过程，$R(\tau)$通常是τ的连续函数，由性质③至⑤可知，自相关函数$R(\tau)$一般有如下特点，$\tau=0$时，$R(\tau)$最大；$|\tau|$增加，$R(\tau)$的幅度越来越小；$|\tau|\to\infty$时$R(\tau)$趋于平均值的平方；若$v(t)$的平均值为零，$R(\tau)$便趋近于零。

⑥ 自相关函数的富氏变换

$$R(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v(t)v(t+\tau)dt=\lim_{T\to\infty}\frac{R_T(\tau)}{T}$$

式中

$$R_T(\tau)=\int_{-T/2}^{T/2} v(t)v(t+\tau)dt \tag{2.3.21}$$

我们先求$R_T(\tau)$的富氏变换。从$v(t)$中截取一段$v_T(t)$ $(-T/2<t<T/2)$，设$v_T(t)\doteq V_T(\omega)$，则$v_T(t+\tau)\doteq V_T(\omega)e^{j\omega\tau}$。由乘积定理（2.1.22）式得

$$R_T(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty} v_T(t)v_T(t+\tau)dt$$

$$=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} V_T^*(\omega)V_T(\omega)e^{-j\omega\tau}d\omega \tag{2.3.22}$$

即

$$R_T(\tau)\doteq V_T^*(\omega)V_T(\omega)=|V_T(\omega)|^2 \tag{2.3.23}$$

（2.3.22）式之时间积分是时域里的自相关运算，该运算相当于在频域里让信号$V_T(\omega)$通过这样一个滤波器：其频率响应是信号频谱的共轭。

利用（2.3.23）式求自相关函数的富氏变换，得到

$$\mathscr{F}[R(\tau)]=\lim_{T\to\infty}\frac{|V_T(\omega)|^2}{T}=S(\omega) \tag{2.3.24}$$

即自相关函数和功率谱密度组成富氏变换对。

当$v(t)$存在直流分量$\langle v\rangle$时，自相关函数就有一个常数项$\langle v\rangle^2$，$S(\omega)$在$f=0$处就有一个δ函数$\langle v\rangle^2\delta(f)$。

⑦ 线性迭加噪声的自相关函数

设$v_1(t)$和$v_2(t)$独立无关，$v(t)=a_1v_1(t)+a_2v_2(t)$。$v_1(t)$、$v_2(t)$、$v(t)$的自相关函数和功率谱密度分别为$R_1(\tau)$、$R_2(\tau)$、$R(\tau)$和$S_1(\omega)$、$S_2(\omega)$、$S(\omega)$。则

$$R(\tau)=\overline{[a_1v_1(t)+a_2v_2(t)][a_1v_1(t+\tau)+a_2v_2(t+\tau)]}$$

$$=a_1^2\overline{v_1(t)v_1(t+\tau)}+a_2^2\overline{v_2(t)v_2(t+\tau)}$$

$$+a_1a_2[\overline{v_1(t)v_2(t+\tau)}+\overline{v_2(t)v_1(t+\tau)}]$$

对于彼此独立的平稳随机过程

$$\overline{v_1(t)v_2(t+\tau)}=\overline{v_2(t)v_1(t+\tau)}=\overline{v_1}\,\overline{v_2}$$

所以

$$R(\tau)=a_1^2R_1(\tau)+a_2^2R_2(\tau)+2a_1a_2\overline{v_1}\,\overline{v_2} \tag{2.3.25}$$

如$\overline{v_1}$和$\overline{v_2}$中至少有一个为零，则

$$R(\tau)=a_1^2R_1(\tau)+a_2^2R_2(\tau) \tag{2.3.26}$$

上式两边作富氏变换，得到总噪声电压$v(t)$的功率谱密度

$$S(\omega)=a_1^2S_1(\omega)+a_2^2S_2(\omega) \tag{2.3.27}$$

⑧ 能量信号的自相关函数

上面定义的自相关函数适于功率信号。对于能量信号，自相关函数定义为

$$R_E(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty} v(t)v(t+\tau)d\tau \tag{2.3.28}$$

［如按（2.3.7）式定义，则$R(\tau)=0$。］这样定义的自相关函数和能量谱密度函数组成富氏变换对，即

$$R_E(\tau)\doteq|V(\omega)|^2 \tag{2.3.29}$$

总之，象噪声这样的随机过程，它的基本特性可用统计平均量或统计函数来描述，主要的有：

（1）均方值——表示噪声的强度；

（2）概率密度函数——描述噪声在幅度域内的分布密度；

（3）自相关函数——提供噪声在时间域里的相关信息；

（4）功率谱密度函数——给出噪声功率在频域里的分布情况。

噪声的均方值、概率密度、自相关函数和功率谱密度等可用专门的仪器测定，也可以对被测噪声采样后用数字计算机计算而获得。

*2.3.5 自相关函数和功率谱密度函数的实例

1. 周期信号的$R(\tau)$和$S(\omega)$

周期信号是随机信号的特例，也可求它的功率谱密度和自相关函数。设周期信号$v(t)$，周期为T，按照（2.1.4）式展开成富氏级数

$$v(t)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}C_m e^{jm\omega_0 t},\quad \omega_0=2\pi/T$$

$$C_m=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}v(t)e^{-jm\omega_0 t}dt$$

功率为

$$P_T=\sum_{m=-\infty}^{\infty}|C_m|^2$$

周期信号具有离散的功率谱，$f=mf_0$（角频率$\omega=m\omega_0$，$\omega_0=2\pi f_0$）之频率分量所产生的功率为$|C_m|^2$；$f\neq mf_0$时功率为零。所以功率谱密度要用冲击函数表示，即

$$S(\omega)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}|C_m|^2\delta(f-mf_0)$$

$$=\sum_{m=-\infty}^{\infty}2\pi|C_m|^2\delta(\omega-m\omega_0)\quad -\infty<\omega<+\infty \tag{2.3.30a}$$

单边功率谱密度为

$$s(\omega)=\sum_{m=0}^{\infty}2|C_m|^2\delta(\omega-m\omega_0),\quad 0\leqslant\omega<+\infty \tag{2.3.30b}$$

求$S(\omega)$的富氏反变换得自相关函数为

$$R(\tau)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}|C_m|^2 e^{jm\omega_0\tau} \tag{2.3.31a}$$

$v(t)$为实函数时，$|C_m|=|C_{-m}|$，合并m与$-m$项，得到

$$R(\tau)=C_0+\sum_{m=1}^{\infty}2|C_m|^2\cos m\omega_0\tau \tag{2.3.31b}$$

由上式可见，周期信号的功率谱密度是频率轴上等距的冲击函数；自相关函数仍是周期函数，其周期与原信号相同。

若周期信号是余弦信号，即

$$v(t)=A\cos(\omega_0 t+\theta)=\frac{A}{2}e^{j(\omega_0 t+\theta)}+\frac{A}{2}e^{-j(\omega_0 t+\theta)}$$

由上式先确定系数C_m后得

$$s(\omega)=\frac{A^2}{2}\delta(\omega-\omega_0) \tag{2.3.32a}$$

$$S(\omega)=\frac{A^2}{4}[\delta(f-f_0)+\delta(f+f_0)] \tag{2.3.32b}$$

$$R(\tau)=\frac{A^2}{2}\cos\omega_0\tau \tag{2.3.32c}$$

$R(\tau)$ 和 $S(\omega)$也可以根据自相关函数和功率谱密度的基本定义推导出来。余弦信号及其自相关函数和功率谱密度函数如图 2-3-5 所示。余弦信号的功率或均方值为

$$P=\langle v^2\rangle=R(0)=\int_0^{\infty}s(\omega)d\omega=\frac{A^2}{2} \tag{2.3.33}$$

图2-3-5　余弦信号及其自相关函数和功率谱密度函数

2. 随机冲击序列的$R(\tau)$和$S(\omega)$

我们先讨论周期为 T，冲击强度为Q 的周期性电流冲击序列

$$i(t)=\sum_{k=-\infty}^{\infty}Q\delta(t-kT) \tag{2.3.34}$$

将$i(t)$展开成富氏级数，由（2.1.3a）式得

$$C_m=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}i(t)e^{-jm\omega_0t}dt=$$

$$\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}Q\delta(t)e^{-jm\omega_0t}dt=\frac{1}{T}Qe^0=\frac{Q}{T}$$

所以

$$i(t)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{Q}{T}e^{jm\omega_0t}$$

功率谱密度为

$$S(\omega)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{Q^2}{T^2}\delta(f-mf_0) \tag{2.3.35a}$$

单边功率谱密度为

$$s(\omega)=\sum_{m=0}^{\infty}\frac{2Q^2}{T^2}\delta(\omega-m\omega_0) \tag{2.3.35b}$$

$s(\omega)$ 画在图 2-3-6(a) 中。它是间隔均匀的等强度冲击序列，间隔为 $\omega_0=2\pi/T$，$m=0$ 时的$\delta(\omega)$项是直流分量 Q/T 的贡献（注意$\int_0^{\infty}\delta(\omega)d\omega=1/2$)。

下面考虑等强度的随机电流冲击序列

$$i(t)=\sum_{k=-\infty}^{\infty}Q\delta(t-t_k) \tag{2.3.36}$$

该序列的计数率为 $\bar{n}$，冲击产生时间 t_k 随机分布。假设另有 N 个强度为 Q、周期为 T 的周期性冲击序列，各序列的相位随机分布，并使 $N=\bar{n}T$。将这N个序列迭加在一起，然后增加T 和N，维持$\bar{n}=N/T$不变。当 $T\to\infty$时，$N\to\infty$，这N个序列的集合就趋近于上述的随机序列；每个序列的功率谱密度可用（2.3.35a)式表示。由于各序列同一频率分量的相位是随机的，独立无关的，所以迭加后总的功率分量为各序列的功率分量之和。对于任一序列，各频率分量的间隔为$f_0(f_0=1/T)$，在 $T\to\infty$ 时，$f_0\to0$，即各频率分量的分布趋于连续。在频率间隔 df 内有 $df/f_0=Tdf$ 个分量，每个分量的功率是 Q^2/T^2。则 df 内一个冲击序列的功率为 $(Q^2/T)df$，N个序列的功率为 $(NQ^2/T)df=\bar{n}Q^2df$。所以，随机冲击序列的功率

谱是连续谱，非零频率的功率谱密度 $S(\omega)$等于 $\bar{n}Q^2$。功率谱密度是常数的称白谱；具有常数功率谱密度的噪声则称为白噪声[1]。此外，上述随机序列之直流分量 $\bar{n}Q$的功率谱密度为 $\bar{n}^2Q^2\delta(f)$。

通过上面的分析，(2.3.36) 式之随机序列的功率谱密度[图 2-3-6(b)]为

$$S(\omega)=\bar{n}^2Q^2\delta(f)+\bar{n}Q^2 \quad -\infty<f<\infty \tag{2.3.37a}$$

$$s(\omega)=2\bar{n}^2Q^2\delta(\omega)+\frac{\bar{n}Q^2}{\pi} \quad 0\leqslant\omega<\infty \tag{2.3.37b}$$

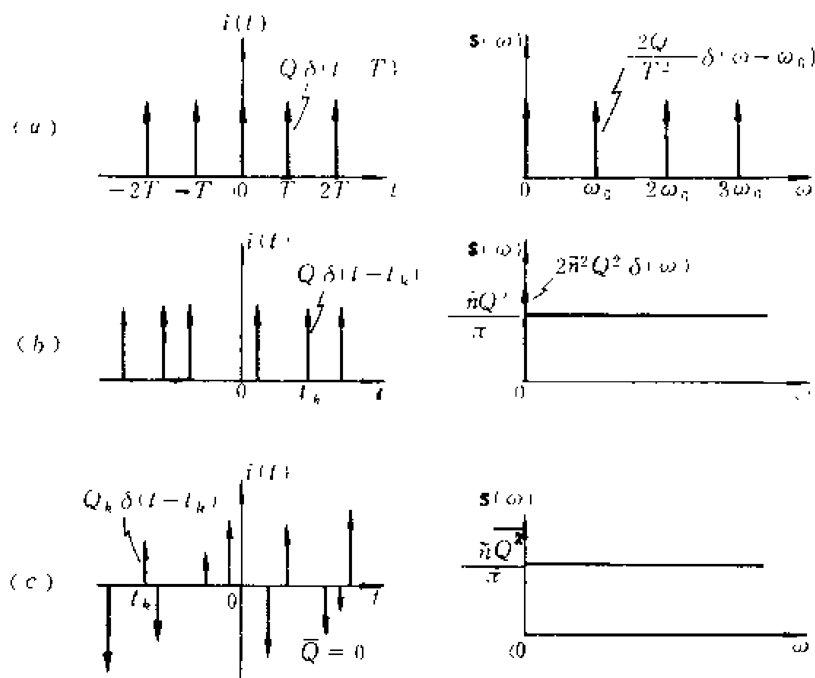


图2-3-6 冲击序列及其功率谱密度

(a) 周期性冲击序列 (b)等强度随机冲击序列 (c) 不等强度随机冲击序列

由富氏反变换，得自相关函数

$$R(\tau)=\bar{n}^2Q^2+\bar{n}Q^2\delta(\tau) \tag{2.3.38}$$

上式不难理解。因为组成$i(t)$ 的那些冲击函数之间是独立无关的，也就是说，任何一个冲击函数，除了它自已以外，同发生在其它时间的冲击函数都不相关。所以，不计直流分量时，自相关函数是位于$\tau=0$处的冲击函数。另外，$i(t)$的直流分量不为零，$R(\tau)$中的常数项就是它的贡献。

不等强度的随机冲击序列，如图2-3-6(c)所示，

$$i(t)=\sum_{k=-\infty}^{\infty}Q_k\delta(t-t_k) \tag{2.3.39}$$

这里 Q_k 可正可负，并有一定分布，其平均值为 $\bar{Q}$，均方值为 $\overline{Q^2}$。我们同样可以用N个周期冲击序列来趋近于它，不过各冲击强度不等，第 k 个序列的强度为 Q_k，当$T\to\infty$时，该序列就相当于 $i(t)$ 中的 $Q_k\delta(t-t_k)$ 项。根据上面的分析，$T\to\infty$ 时，df 内第 k 个序列的功率为 $(Q_k^2/T)df$，N 个序列的功率为

1） 白噪声——White noise.

$$\frac{1}{T}\sum_{i}Q_k^2 df=\bar{n}\left[\frac{1}{N}\sum_{k}Q_k^2\right]df$$

式中 $\frac{1}{N}\sum_{k}Q_k^2=\overline{Q^2}$

所以$f=0$时$S(\omega)=\bar{n}\overline{Q^2}$；再考虑直流分量，$i(t)$ 的功率谱密度和自相关函数为

$$S(\omega)=\bar{n}^2\overline{Q}^2\delta(f)+\bar{n}\overline{Q^2} \tag{2.3.40a}$$

$$s(\omega)=2\bar{n}^2\overline{Q}^2\delta(\omega)+\bar{n}\overline{Q^2}/\pi \tag{2.3.40b}$$

$$R(\tau)=\bar{n}^2\overline{Q}^2+\bar{n}\overline{Q^2}\delta(\tau) \tag{2.3.41}$$

因此，不等强度的随机冲击序列，其功率谱密度也是常数（$f=0$除外），即为白谱。

值得注意的是，$\bar{n}$是单位时间内的冲击平均数，那么 $\bar{n}\overline{Q}$ 是随机电流冲击序列在单位时间内的平均值，也就是时域平均值I。$\bar{n}\overline{Q^2}$则是随机冲击序列在单位时间内的平均值的均方差，这样，(2.3.40a、b) 式可写为

$$S(\omega)=I^2\delta(f)+\bar{n}\overline{Q^2} \tag{2.3.42a}$$

$$s(\omega)=2I^2\delta(\omega)+\bar{n}\overline{Q^2}/\pi \tag{2.3.42b}$$

对于等强度随机冲击序列，$\bar{n}\overline{Q^2}=\bar{n}\overline{Q}^2=IQ$，上两式可写为

$$S(\omega)=I^2\delta(f)+IQ \tag{2.3.42c}$$

$$s(\omega)=2I^2\delta(\omega)+IQ/\pi \tag{2.3.42d}$$

上两式说明，等强度随机冲击序列的功率谱密度函数$S(\omega)$在$f=0$处是冲击函数$I^2\delta(f)$，其强度为时域平均值的平方值I^2。在非零频率处是时域平均值和冲击强度的乘积IQ。这一概念可方便地用来分析噪声功率谱（第三章）。

2.3.6 噪声通过线性系统的计算

如图2-3-7所示，设时不变线性系统的冲击响应为$h(t)$，频率响应为$H(\omega)$，输入噪声电压（平稳随机过程）为$v_i(t)$，它的自相关函数和功率谱密度分别为$R_i(\tau)$和$S_i(\omega)$或$s_i(\omega)$，输出噪声的相应参数分别为：$v_o(t)$，$R_o(\tau)$和$S_o(\omega)$或$s_o(\omega)$。$\mathscr{F}[R_o(\tau)]=S_o(\omega)$。

则

$$\lim_{T\to\infty}\frac{|V_{oT}(\omega)|^2}{T}=|H(\omega)|^2\lim_{T\to\infty}\frac{|V_{iT}(\omega)|^2}{T}$$

$V_{oT}(\omega)$和$V_{iT}(\omega)$的定义见2.3.3节。按照功率谱密度的定义上式即为

$$S_o(\omega)=|H(\omega)|^2S_i(\omega) \tag{2.3.43a}$$

或

$$s_o(\omega)=|H(\omega)|^2s_i(\omega) \tag{2.3.43b}$$

由（2.3.23）式得

$$\int_{-\infty}^{\infty}h(x)h(x+\tau)dx\doteq|H(\omega)|^2$$

令 $R_h(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}h(x)h(x+\tau)dx$，称为系统的自相关函数，则

$$R_h(\tau)\doteq|H(\omega)|^2 \tag{2.3.44}$$

(2.3.43a) 式用时间卷积定理变换为时域的公式

$$R_o(\tau)=R_h(\tau)*R_i(\tau) \tag{2.3.45}$$

(2.3.43a、b) 式右边表示系统以$|H(\omega)|^2$为权重因子，改变了输入噪声的功率谱密度；(2.3.45) 式表示输出噪声自相关函数是系统自相关函数和输入噪声自相关函数的卷积。两者分别在频域和时域里表示输出和输入噪声之间的关系。可以指出，当输入噪声是各态历经

的平稳随机过程时，通过时不变线性系统后其特性不变，所以输出噪声的平均值和均方值等不随时间变化，自相关函数也只是时间差 τ 的函数。

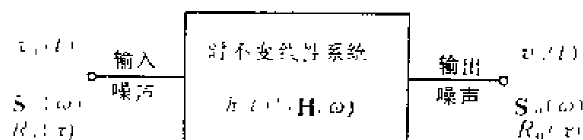


图 2-3-7 噪声通过时不变线性系统

核电子学中最关心输出噪声的均方值 $\overline{v_o^2}$，它代表输出噪声平均功率。显然，

$$\overline{v_o^2}=\int_0^{\infty}|H(\omega)|^2 s(\omega)d\omega=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}|H(\omega)|^2 S_i(\omega)d\omega \qquad (2.3.46)$$

第六章分析滤波成形电路的信噪比时经常要用到这个公式。

如果输入系统的是白噪声，在时域里它可表示为等强度的随机冲击系列，冲击强度 Q，计数率 $\bar{n}$，非零频率的功率谱密度为$S_i(\omega)=\bar{n}Q^2$，代入上式得输出噪声的均方差(即不计直流分量时的均方值)

$$\sigma^2(v)_o=\bar{n}Q^2\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}|H(\omega)|^2d\omega=\bar{n}Q^2\int_{-\infty}^{\infty}|H(\omega)|^2df$$

由 (2.1.23) 式巴塞瓦定理，注意到 $t<0$ 时$h(t)=0$，得

$$\sigma^2(v)_o=\bar{n}Q^2\int_0^{\infty}h^2(t)dt \qquad (2.3.47)$$

上式就是 (2.1.54) 式的坎贝尔定理。在 2.1.6 节，我们分析了随机冲击信号通过时不变线性系统，在时间域内用叠加原理得出坎贝尔定理。现在，在频率域里通过输出噪声功率谱密度的分析也得到同样的结果。这是因为噪声与随机信号同属随机过程，当然时域分析和频域分析两者是等效的。

对于时变线性系统，系统参数随时间变化，输出噪声的平均值和均方值等同时间t有关，输出噪声就不再是平稳随机过程了。这时宜在时域里用权重函数来分析，我们在第八章中再讨论。

下面举两个白噪声通过线性系统的例子。

1. 白噪声电压通过 RC 积分电路

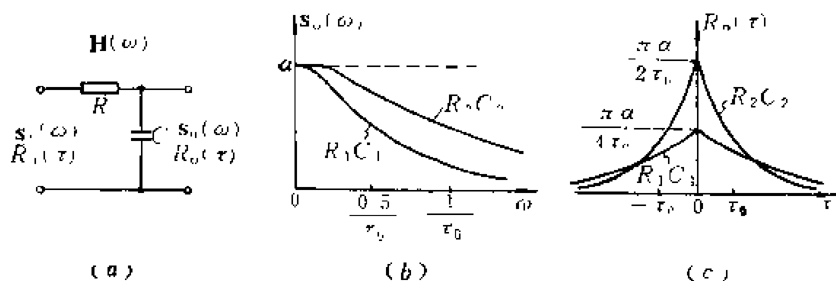


图2-3-8 白噪声电压通过RC积分电路

(a) 电路 (b) 输出功率谱密度 (c) 输出自相关函数 $R_1C_1=2\tau_0$, $R_2C_2=\tau_0$

图2-3-8中RC积分电路的频率响应$H(\omega)$见 (2.1.45) 式，由此得

$$|H(\omega)|^2=\left|\frac{1}{1+j\omega RC}\right|^2=\frac{1}{1+\omega^2R^2C^2} \tag{2.3.48}$$

输入白噪声电压，其功率谱密度为

$$s_i(\omega)=a$$

输出噪声电压的功率谱密度为

$$s_o(\omega)=|H(\omega)|^2 s_i(\omega)=\frac{a}{1+\omega^2R^2C^2}$$

$$S_o(\omega)=\pi s_o(\omega)=\frac{\pi a}{1+\omega^2R^2C^2}$$

求$S_o(\omega)$的富氏反变换，得输出自相关函数

$$R_o(\tau)=\frac{\pi a}{2RC}e^{-|\tau|/RC} \tag{2.3.49}$$

$s_o(\omega)$和$R_o(\tau)$画于图2-3-8中。由于RC积分电路是一低通滤波器，输出功率谱密度和输入的相比，低频部分不变，频率增高则逐渐衰减，最后当$\omega\to\infty$时$s_o(\omega)\to 0$，总的输出噪声均方值比输入小。对于自相关函数，输入为冲击函数，通过系统以后，由于RC积分电路有一定的记忆时间，如果输出噪声电压的时间差τ落在记忆时间内，那么它们就发生同极性的相关，输出自相关函数$R_o(\tau)$不再是冲击函数了。输出噪声的均方值为

$$\overline{v^2}=R_o(0)=\frac{\pi a}{2RC}$$

2. 白噪声电压通过CR微分电路

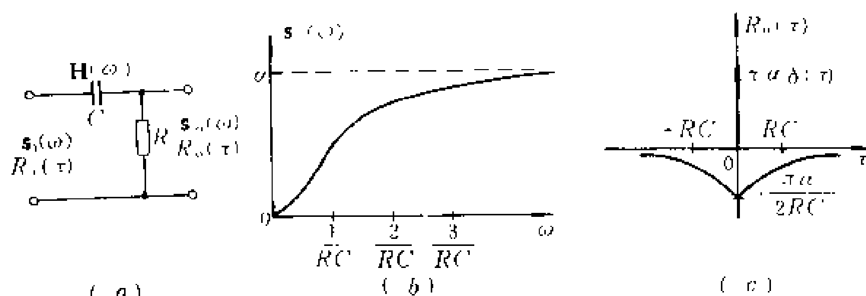


图2-3-9 白噪声电压通过CR微分电路

(a) 电路 (b) 输出功率谱密度 (c) 输出自相关函数

图2-3-9中，设$s_i(\omega)=a$，由（2.1.47）式

$$|H(\omega)|^2=\left|\frac{j\omega RC}{1+j\omega RC}\right|^2=\frac{\omega^2R^2C^2}{1+\omega^2R^2C^2} \tag{2.3.50}$$

$$s_o(\omega)=|H(\omega)|^2 s_i(\omega)=a\frac{\omega^2R^2C^2}{1+\omega^2R^2C^2}$$

$$R_o(\tau)=\mathscr{F}^{-1}[\pi s_o(\omega)]=\pi a\delta(\tau)-\frac{\pi a}{2RC}e^{-|\tau|/RC} \tag{2.3.51}$$

$s_o(\omega)$和$R_o(\tau)$曲线画于图2-3-9中，可以看出，由于CR微分电路是高通滤波器，白噪声通过后低频输出噪声将减小。输出自相关函数不仅包含有和输入相同的冲击函数，还由于电容C有记忆作用，某时刻输入的噪声给C充上电压，随后C放电，其上的电压以相反的极性出现在输出端。如果输出噪声的时间差τ落在记忆时间内，它们就发生反极性的相关，这就是输出自相关函数负向部分的意义。

第三章　核电子学中的噪声

在信号的产生、传输和测量过程中，噪声会迭加于有用信号上，从而降低测量精确度。如能谱测量时，噪声使系统的能量分辨率下降。系统的噪声性能常用信号噪声比（简称信噪比，即有用信号与噪声的比值）来表示。信噪比愈高，由噪声引起的测量误差愈小。一些电噪声是由电子器件本身产生的，另一些电噪声则来自外部因素，又称为干扰。常见的如：交流电网的工频（我国为50赫）干扰；电视和无线电广播干扰；大功率设备的电磁场干扰；直流电源的纹波干扰；仪器（或插件）之间及仪器内部接地不良而产生的干扰。此外，还有仪器振动引起的低频干扰，即颤噪声[1)]，如Ge(Li)谱仪冷却系统中，液氮气泡振动探测器或引线而产生的颤噪声。

不同的噪声和干扰对测量的影响，可采用不同的办法来减小或消除[1]。各种测量系统，因仪器和环境条件不同，起主要作用的噪声源也各不相同。对于一般的能谱测量系统，只要电路上和工艺上采取适当措施，外部干扰通常可以减小到次要程度。因此，影响测量精度的主要因素往往是仪器内部器件的固有噪声。

电子器件的噪声通常由载流子的随机运动或载流子的数量涨落引起。例如导体或电阻中自由电子的不规则运动；电子管阴极的热电子发射；以及半导体内载流子的产生和复合过程等，都会引起电流或电压的波动，从而产生噪声。因此双极型晶体管、场效应晶体管、电子管、电阻和核辐射探测器等器件，它们在提供和传送有用信号的同时还会产生噪声。噪声属于随机过程，有关概念和分析方法已在第二章第三节中介绍，本章具体讨论核电子学中的主要噪声源。

第一节　噪声的分类

在核电子学中遇到的噪声主要有三类：散粒噪声、热噪声和低频噪声（又称$1/f$噪声）。对于幅度分析和定时测量，散粒噪声和热噪声最重要。

3.1.1　散　粒　噪　声[2)]

大家知道，电流是由电子或其它载流子的流动形成的。在电子器件中，载流子产生和消失的随机性，使得流动着的载流子数目发生波动，有时多些，有时少些，由此引起的电流瞬时涨落称为散粒噪声。

为了分析散粒噪声的统计特性，求出它的功率谱密度，我们以真空二极管（电子管）为例。假设二极管工作在电流饱和区，即热阴极发射出来的电子全部被阳极收集，阴极附近无

---

[1] 清华大学工程物理系编著，射线仪器电子学，下册，29页，原子能出版社，1978年。

1）颤噪声——Microphonics.

2）散粒噪声——Shot noise.

空间电荷，电子和电子之间的相互作用可以忽略。电子从阴极发射后在电场的作用下向阳极运动，在外电路中感应出电流脉冲 $i_e(t)$。如果电场分布均匀，电子作匀加速运动，则 $i_e(t)$ 具有直线上升的波形，如图 3-1-1 所示。全部电子产生的电流脉冲叠加起来就是外电路输出的总电流，即

$$i(t)=\sum_{k=-\infty}^{\infty} i_e(t-t_k) \tag{3.1.1}$$

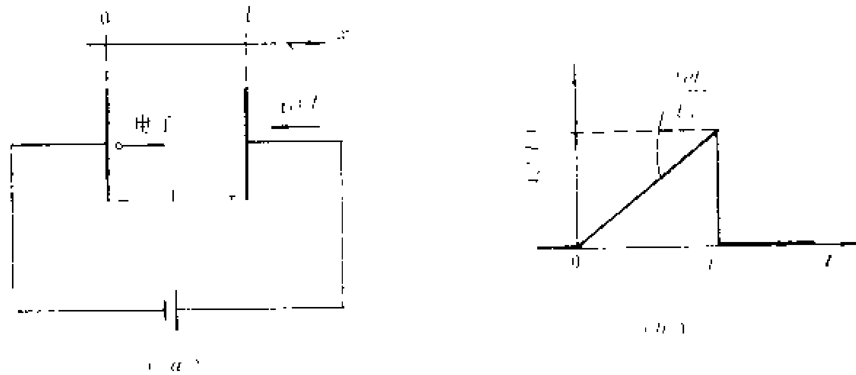


图3-1-1　真空二极管中的电子运动(a)及其产生的电流波形（b）

$i_e(t-t_k)$是 t_k 时刻发射的电子产生的电流脉冲。t_k 是随机分布的，在时间间隔 Δt 内出现的脉冲数目有涨落，且服从泊松分布。

真空二极管总电流 $i(t)$的波形如图3-1-2所示。它由直流分量 I 和交流分量 $i_s(t)$ 组成：$i_s(t)$就是通常说的散粒噪声，它的平均值为零；I 是二极管平均电流。显然 $I=\bar{n}e$，e 为电子电荷，$\bar{n}$ 是每秒钟发射电子的平均数。（3.1.1）式可以认为是一个单位强度的随机冲击序列$i_1(t)=\sum\limits_{k=-\infty}^{\infty}\delta(t-t_k)$ 通过冲击响应为 $h(t)=i_e(t)$ 的线性系统后得到的输出电流。由（2.3.37b）式得到不计平均值时 $i_1(t)$的单边功率谱密度，即 $s_1(\omega)=\dfrac{\bar{n}}{\pi}$。设 $\mathscr{F}[i_e(t)]=I_e(\omega)=H(\omega)$，代入（2.3.43）式得到散粒噪声电流$i_s(t)$的功率谱密度

$$s_s(\omega)=\bar{n}|I_e(\omega)|^2/\pi,$$
$$S_s(\omega)=\bar{n}|I_e(\omega)|^2 \tag{3.1.2}$$

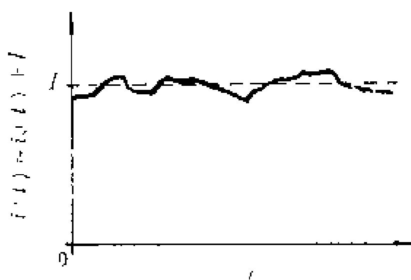


图3-1-2　真空二极管中总电流的波形

由（2.3.23）式得自相关函数

$$R_s(\tau)=\bar{n}\int_{-\infty}^{\infty} i_e(t)i_e(t+\tau)dt \tag{3.1.3}$$

$i_s(t)$在 1 欧姆电阻上的平均功率$\overline{P}_s$即其均方值

$$\overline{P}_s=\overline{i_s^2}=\bar{n}\int_{-\infty}^{\infty} i_e^2(t)dt=\frac{\bar{n}}{\pi}\int_0^{\infty}|I_e(\omega)|^2d\omega \tag{3.1.4}$$

通常计数率 $\bar{n}$ 很高，输出电流瞬时值是由大量随机脉冲引起的，因此噪声电流在幅度域内按高斯型概率分布。

根据器件的实际条件确定 $i_e(t)$ 和 $I_e(\omega)$，代入上述各式即可求出散粒噪声电流的功率谱密度、自相关函数和均方值。图 3-1-1(a)中二极管极板间距为 d，设电子沿 x 方向的瞬时分

速度为$v_x(t)$，从第一章的分析可得外电路电流

$$i_e(t)=\frac{ev_x(t)}{d} \tag{3.1.5}$$

若阴极和阳极间电场均匀，则$v_x(t)$随时间线性增长。忽略电子发射的初速时 $v_x(t)=at$，a为电子的加速度。令电子从阴极到阳极的渡越时间为t_W，则$d=\frac{1}{2}at_W^2$。那么对于$t=0$时发出的电子，得到

$$i_e(t)=\begin{cases}2et/t_W^2, & 0\leqslant t\leqslant t_W\\ 0 & t<0\text{或}t>t_W\end{cases} \tag{3.1.6}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} i_e(t)dt=e \tag{3.1.7}$$

式中$i_e(t)$是三角形脉冲如[图3-1-1(b)]。

求出$i_e(t)$的富氏变换$I_e(\omega)$，代入（3.1.2）式，并利用$I=\bar{n}e$，得到$i_s(t)$的功率谱密度

$$s_s(\omega)=\frac{4Ie}{\pi(\omega t_W)^4}[(\omega t_W)^2+2(1-\cos\omega t_W-\omega t_W\sin\omega t_W)] \tag{3.1.8a}$$

平板形二极管的电流波形$i(t)$及其散粒噪声的功率谱密度$s_s(\omega)$画在图3-1-3(a)中。实际上，$i(t)$是由许多个$i_e(t)$重迭起来的，图上没有表示出来。(3.1.8a）式中，当$\omega t_W\gg1$时，$s_s(\omega)$的值甚小；$\omega t_W\ll1$时，在$\omega\neq0$处$s_s(\omega)$可近似为白噪声功率谱，即

$$s_s(\omega)\approx\frac{Ie}{\pi} \tag{3.1.8b}$$

$$S_s(\omega)\approx Ie \tag{3.1.8c}$$

此两式也可由（2.3.40）式直接得出。下面解释将上述噪声近似为白噪声的物理意义。设$d=1\text{mm}$，$V=10\text{V}$，可算出脉宽$t_W\approx1\text{ns}$，$\frac{1}{t_W}\approx1000\text{MHz}$。一般测量仪器的通频带上限频率$\omega_h\ll\frac{1}{t_W}$，因此上述近似条件$\omega t_W\ll1$成立。在时间域里，$t_W\ll\frac{1}{\omega_h}$意味着脉宽$t_W$比仪器高频响应时间常数小得多，如此窄的脉冲，仪器当然就不能分辨了。因此，将$i_e(t)$当成δ电流冲击，把（3.1.8a）式之非白噪声当作（3.1.8b）式之白噪声，在仪器输出端测得的结果相同。这样，$i(t)$就可以用随机电流冲击序列来近似，每个冲击的强度为e，即

$$i(t)\approx\sum_{k=-\infty}^{\infty}e\delta(t-t_k) \tag{3.1.9}$$

由（2.3.37b）和（2.3.38）两式去掉直流分量后得到$i_s(t)$的功率谱密度和自相关函数

$$s_s(\omega)\approx\frac{\bar{n}e^2}{\pi}=\frac{Ie}{\pi} \tag{3.1.10}$$

$$R_s(\tau)\approx\bar{n}e^2\delta(\tau)=Ie\delta(\tau) \tag{3.1.11}$$

在$d\omega$或df内的噪声电流对总噪声电流平均功率的贡献为

$$d\overline{i_s^2}=s_s(\omega)d\omega\approx\frac{Ie}{\pi}d\omega=2Iedf \tag{3.1.12}$$

（3.1.12）式是分析散粒噪声时常用的公式。

总之，在通常情况下，散粒噪声电流在时域里可近似为随机分布的电流冲击序列；在频域里则可表示为白噪声，其功率谱密度由（3.1.10）式确定。必须说明，此公式对ω积分时如取积分限从0到∞，则算出的噪声电流均方值（平均功率）为无穷大，显然不符合实际情况。这是由于推导时假设了$\omega t_W \ll 1$，而实际的t_W有限，$s_s(\omega)$并非白噪声谱。

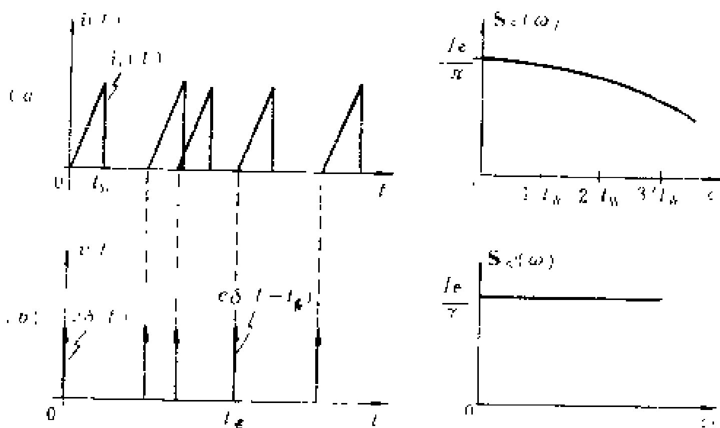


图3-1-3　二极管电流波形及其散粒噪声的功率谱密度（$0<\omega<\infty$）
（a）实际情况　（b）电子渡越时间$t_W \to 0$时的情况

3.1.2　热　噪　声[1)]

热噪声是载流子作随机运动产生的一种噪声。1927年约翰逊[1]首先在实验中观察到热噪声，1928年乃奎斯特[2]进行了理论分析。因此热噪声也称为约翰逊噪声或乃奎斯特噪声。

处于绝对零度以上的任何导体或电阻，其中自由电子总在不停地作热运动（类似微粒的布朗运动）。由于电子不断地和周围的正离子碰撞，每个电子的速度都在频繁地、随机地变化着。由此，外电路中的感应电流也将起伏变化，热噪声电流就是这样形成的。它在电阻两端产生压降就形成热噪声电压。

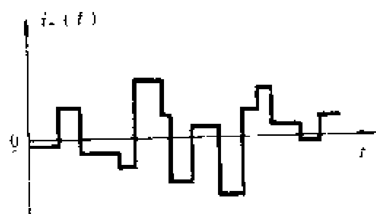


图3-1-4　一个电子热运动时产生的电流波形

热噪声的功率谱密度一般可根据热力学原理推导出来。下面我们分析热噪声在时域里的特性。利用（3.1.5）式可以示意地画出一个热运动电子所产生的电流波形$i_e(t)$，如图3-1-4所示。电子碰撞时，速度改变，$i_e(t)$发生跳变；两次碰撞之间，速度不变，$i_e(t)$维持常数。每个矩形脉冲的持续时间等于两次碰撞相隔的时间。显然，脉冲幅度和宽度都是随机分布的。总电流$i(t)$是每个电子电流$i_e(t)$的迭加。这就是热噪声电流在时间域里的图象。

实际上，导体中电子的平均碰撞次数高达10^{14}/s量级，即图3-1-4中$i_e(t)$每一段的平均持续时间小至10^{-14}s量级，因此，它们同散粒噪声一样可以用电流冲击近似。热噪声电流在

[1] J. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **32**, 107(1928).
[2] H. Nyquist, *Phys. Rev.*, **32**, 110 (1928).
1) 热噪声——Thermal noise.

时间域里可表示为幅度和时间都是随机分布的双向电流冲击序列，其平均值等于零。不过，热噪声与散粒噪声相比，前者的平均计数率更高，冲击强度更小。按照（2.3.40）式，热噪声是白噪声，在非零频率的功率谱密度$s_T(\omega)$等于常数。

参考资料［1］、［2］指出，在电子每秒钟的平均碰撞次数为$\bar{n}$时，可以算出热噪声电流的功率谱密度和自相关函数

$$s_T(\omega)=\frac{2kT}{\pi R}\left(\frac{1}{1+\omega^2/\bar{n}^2}\right) \tag{3.1.13}$$

$$R_T(\tau)=\frac{\bar{n}kT}{R}e^{-\bar{n}|\tau|} \tag{3.1.14}$$

其中：k ——玻耳兹曼常数，$k=1.38\times10^{-23}$Ws/K，

T ——电阻的绝对温度(K)，

R ——电阻值(Ω)。

因$\bar{n}$远大于一般系统的频带范围，即$\frac{\omega}{\bar{n}}\ll1$，上两公式可近似为

$$s_T(\omega)\approx\frac{2kT}{\pi R} \tag{3.1.15}$$

$$R_T(\tau)\approx\frac{2kT}{R}\delta(\tau) \tag{3.1.16}$$

在$d\omega$或df内的热噪声电流对总热噪声电流平均功率的贡献为

$$d\overline{i_T^2}=s_T(\omega)d\omega\approx\frac{2kT}{\pi R}d\omega=\frac{4kT}{R}df \tag{3.1.17}$$

若测量系统的上下限频率分别为f_h和f_L，则测得热噪声电流的均方值

$$\overline{i_T^2}=\frac{4kT}{R}(f_h-f_L)$$

设$R=1\text{M}\Omega$，$T=300\text{K}$，$f_h-f_L=1\text{MHz}$，则算得热噪声电流的均方根值$\sqrt{\overline{i_T^2}}\approx1.29\times10^{-10}$A。与散粒噪声的（3.1.12）式相比，当$I=5.18\times10^{-8}$A时，所产生的散粒噪声电流均方根值与此相同。

总之，导体或电阻的热噪声电流有两种表示方法：在频域里可表示为白噪声，功率谱密度由（3.1.15）式确定；在时域里可近似为幅度和时间都是随机分布的双向电流冲击序列。

热噪声不仅存在于电阻中，而且也出现在其它电子器件中。例如，晶体管基区电阻r'_{bb}（由基区半导体材料的体电阻构成）是晶体管热噪声的主要来源；对于结型场效应晶体管，多数载流子在导电沟道中作随机运动产生热噪声，它是场效应管的主要噪声源。

3.1.3 低频噪声[3]

低频噪声即$1/f$噪声，又名闪变噪声或过量噪声[1)]，其噪声电压随频率的降低而增大，它

[1] J. J. Freeman, Principles of Noise, p. 112, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1958.
[2] B. P. Lathi, An Introduction to Random Signals and Communication Theory, p. 488, International Textbook Co., Scranton, Pa., 1968.
[3] C·D·特钦巴切尔和F·C·菲特钦著，龙忠琪译，低噪声电子设计，31页，国防工业出版社，1977年。

1) 闪变噪声——Flicker noise，过量噪声——Excess noise.

噪声种类	产生原因	时域波形及其近似
散粒噪声	载流子产生和消失的随机性 平均电流 $I=0$ 时无散粒噪声	对于 f_h 比 1GHz 小得多的系统，可近似为等强度随机冲击序列 $i(t)=e\sum_k\delta(t-t_k)$，平均值 $I=\bar{n}e$，$\bar{n}$ 很大时的时域波形为
热噪声	载流子的热运动 热噪声与流过器件的平均电流无关	对于 f_h 比 1000GHz 小得多的系统，可近似为不等强度双向随机冲击序列 $i_T(t)=\sum_k q_k\delta(t-t_k)$，平均值为 0
低频噪声	主要决定于器件的表面情况	低　频　闪　烁

分 类 特 性

功率谱密度	通频带 Δf 内的噪声功率	实例
对于物理频率域，$d\omega$ 内的功率： $di^2_s=\frac{Ie}{\pi}d\omega$ df 内的功率： $di^2_s=2Ie\,df$	$\overline{i^2_s}=2Ie\Delta f$ 噪声电流的均方根值 $\sqrt{\overline{i^2_s}}=\sqrt{2Ie\Delta f}$	$I=10^{-8}$A $\overline{i^2_s}=3.2\times10^{-27}\Delta f$ Δf=1MHz 时 $\sqrt{\overline{i^2_s}}=5.7\times10^{-11}$A
$d\omega$ 内的功率 $d\overline{i^2_T}=\frac{2kT}{\pi R}d\omega$ df 内的功率 $d\overline{i^2_T}=\frac{4kT}{R}df$ $d\overline{v^2_T}=4kTR\,df$	$\overline{i^2_T}=\frac{4kT}{R}\Delta f$ $\overline{v^2_T}=4kTR\Delta f$	R=5MΩ，T=300K $\overline{i^2_T}=3.3\times10^{-27}\Delta f$ $\overline{v^2_T}=8.3\times10^{-14}\Delta f$ Δf=1MHz 时 $\sqrt{\overline{i^2_T}}=5.7\times10^{-11}$A $\sqrt{\overline{v^2_T}}=0.29$mV
$d\overline{v^2_F}=\frac{A_F}{\omega}d\omega=\frac{A_F}{f}df$	$\overline{v^2_F}=A_F\ln\frac{f_h}{f_L}$	因器件而异，对性能优越的器件可略

注：① 系统的通频带$\Delta f=f_h-f_L$，f_h、f_L分别为通频带的上限频率和下限频率。

② $e=1.6\times10^{-19}$C.

③ $k=1.38\times10^{-23}$Ws/K.

的功率谱密度一般随$1/f^{\gamma}$而变化，γ通常近于1（因器件不同，γ大约在0.8—1.3内变动），即$s_F(\omega)=\frac{A_F}{\omega}=\frac{A_F}{2\pi f}$，$A_F$是由具体器件决定的常数。$df$内的低频噪声电压对总低频噪声平均功率的贡献为

$$d\overline{v_F^2}=\frac{A_F}{\omega}d\omega=\frac{A_F}{f}df=A_F d(\ln f) \tag{3.1.18}$$

设测量仪器通频带的上下限频率分别为f_h和f_L，则测得的均方值为

$$\overline{v_F^2}=A_F(\ln f_h-\ln f_L)=A_F\ln\frac{f_h}{f_L} \tag{3.1.19}$$

由上式可知，每十倍频程内低频噪声的均方值相等。也就是说，在10—100Hz频段和0.01—0.1Hz频段内噪声的均方值相等。提高仪器通频带下限，可有效地抑制低频$1/f$噪声。

必须指出，$1/f$噪声是普遍存在的，电子管、双极型晶体管、场效应管以及电阻等器件中都存在。半导体器件中，$1/f$噪声主要和材料的表面特性有关，制造时改善表面处理可降低$1/f$噪声。在合成碳质电阻中，$1/f$噪声比较大，因为这类电阻是由挤压在一起的碳粒组成的。当电流流过这样的不连续介质时就产生$1/f$噪声。线绕电阻和薄膜电阻的$1/f$噪声比较小。对$1/f$噪声，至今尚缺乏合适的理论和解释。但是，噪声性能优良的器件，其$1/f$噪声常常可以忽略。因此，对$1/f$噪声只略作介绍，重点放在散粒噪声和热噪声。

下面小结散粒噪声和热噪声的特点：

散粒噪声是由载流子产生和消失的随机性引起的电流起伏，它体现了载流子数目的涨落。例如，前面讨论过的真空二极管，管内电子密度小，碰撞次数少，电子在电场作用下积蓄起来的漂移速度比热运动平均速度大得多。因此阴极发射电子数的瞬时波动成为电流涨落的主要因素。一般散粒噪声有如下特点：(1)散粒噪声和电子（载流子）的热运动速度无关；(2)平均电流大，电子数涨落大，噪声电流也大。

热噪声是由载流子热运动引起的电流或电压涨落，通常是在载流子大量存在的情况下发生的。例如在电阻或导体中，碰撞使自由电子的速率和运动方向频频改变，即使在电阻两端加上电压，电子获得的漂移速度通常仍然比热运动平均速度小很多，热运动始终是电流涨落的主要原因。一般热噪声有如下特点：(1)热噪声和电阻或导体的温度有关，温度升高，热运动加剧，噪声电流或电压增加；(2)热噪声电流与外加电压或流过电阻的平均电流无关。

散粒噪声和热噪声都起因于许多彼此独立的随机事件。在时间域里，它们都可以表示为随机的脉冲序列；前者的脉冲宽度等于载流子的渡越时间，例如为毫微秒级；后者平均脉宽取决于载流子每秒碰撞次数的倒数，例如为微微秒级。在通常的条件下，都可近似为随机的冲击序列。它们具有共同的统计特性：都是平稳随机过程，功率谱密度近似为常数（白噪声），通常脉冲宽度远大于脉冲的平均间隔，因此总噪声电压（或电流）是很多随机脉冲迭加的结果，在幅度域内服从高斯分布。

表3.1.1是噪声的分类和主要特性。

第二节　器件的噪声

核辐射测量仪器中很多器件如探测器、晶体管和电阻等都会产生噪声。它们对于信号噪声比或测量精确度的影响是不同的，其中前置放大器第一级器件（包括探测器）产生的噪声，得到的放大倍数最大，影响最严重。因此，我们主要分析前置放大器第一级器件产生的噪声。

3.2.1　探测器的噪声

1. 半导体探测器的噪声

半导体探测器实质上是反向偏置的二极管，其中存在着三种噪声源。如图 3-2-1 所示，并联电阻 R_p 的热噪声 $d\overline{i_p^2}$，串联电阻 R_s 的热噪声 $d\overline{i_s^2}$，以及探测器漏电流 I_D 的散粒噪声 $d\overline{i_D^2}$。R_p 是耗尽层或补偿层的电阻。R_s 为探测器非灵敏区的材料体电阻与引线电阻之和。$d\overline{i_p^2}$、$d\overline{i_s^2}$ 的计算同（3.1.17）式。对于面垒型探测器，R_p 约为 10^8—$10^9\Omega$，在低温下工作的P-I-N探测器，R_p 可达 $10^{12}\Omega$ 或更高。通常 R_p 比前置放大器或探测器的偏置电阻大很多，因此，R_p 及其热噪声可以忽略。串联电阻 R_s 的影响虽然比 R_p 大，但是，对性能优良的探测器来说 R_s 也可忽略。

半导体探测器的漏电流主要由三部分组成。一种是结周围产生的漏电流，如半导体表面吸附原子后形成的表面电荷会引起漏电流，这种电流产生显著的低频噪声。但是，通过表面纯化和采用保护环结构，这种噪声可大大降低。下面分析时我们忽略它的影响。另一种是P区和N区少数载流子向结区扩散而形成的反向电流，第三种是结区内因热激发产生的电子-空穴对所造成的反向电流。后两种情况下，产生反向电流的载流子在越过结区时数目有涨落，故产生散粒噪声，其功率谱密度近似为常数。由公式（3.1.12）知 df 内的噪声电流对噪声平均功率的贡献为

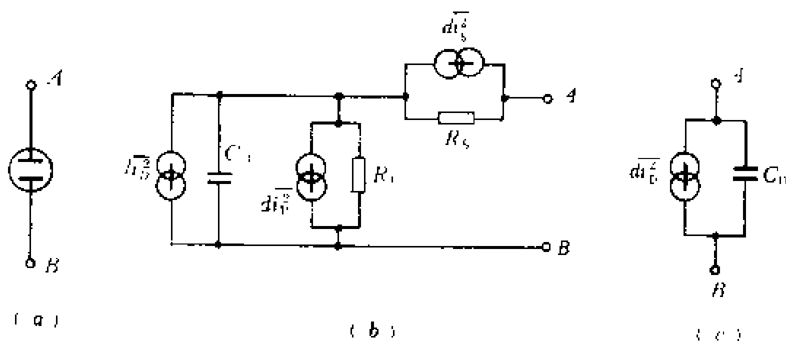


图3-2-1　半导体探测器的噪声等效电路
(a)有噪声的探测器　(b)噪声等效电路
(c)简单等效电路

$$d\overline{i_D^2} = 2I_D e df \tag{3.2.1}$$

I_D 是探测器的反向漏电流。温度升高，I_D 增加，噪声也随之增大。因此，低温运用可以降低探测器的噪声。在低温、高真空条件下，Ge(Li) 探测器的反向电流可降至 10^{-9}—10^{-12}A。

结型探测器的反向电流大一些，例如金硅面垒型半导体探测器的反向电流可达1μA。

从以上分析可知，对于性能良好的半导体探测器，主要的噪声源是漏电流的散粒噪声。噪声等效电流源 $d\overline{i_{D}^{2}}$ 和探测器电容 C_D 并联，如图3-2-1(c)所示。

2． 闪烁探测器的噪声

闪烁探测器的噪声主要来源于光电倍增管的暗电流。在没有外来光源照射时，一般光电倍增管阳极输出的暗电流在 10^{-7}—10^{-9}A，具体数据与管子型号、工作电压以及温度等因素有关。工作电压低、温度低，暗电流就小。

暗电流的起因较多：主要是光阴极和前几个打拿极的热电子发射，其次是电极绝缘材料和管子表面的漏电，有时还有其它因素（光反馈、离子反馈和场致发射等）的影响。就热电子发射来说，光阴极（或前几个打拿极）每发射一个热电子，经倍增后在阳极回路里就产生一个电流脉冲，由于热电子发射的随机性，阳极得到的是一系列随机分布的电流脉冲。考虑到各种暗电流因素和倍增系数的涨落，噪声脉冲的幅度有一定分布，通常幅度小的计数率高。另一方面，由于电子渡越时间的涨落，使倍增电子到达最后一个打拿极的时间有先后，噪声电流脉冲宽度t_W就不只决定于电子从最后一个打拿极到阳极的渡越时间，而且与总渡越时间的涨落有关。其脉宽 t_W一般在 10^{-8}—10^{-10}s。如果把宽度很窄的噪声脉冲近似为冲击函数，那么光电倍增管的暗电流就可近似为幅度有一定分布的随机电流冲击系列。根据上一章的结论，它是白噪声，在非零频率的功率谱密度等于常数。当然，这只有在系统的上限频率$\omega_h \ll \frac{1}{t_W}$时才成立。

假设暗电流系由光阴极热电子发射所致，服从泊松分布。光阴极暗电流 i_{KN} 的平均值为 $I_{KN}=\bar{n}e$，$\bar{n}$ 是每秒钟发射的平均电子数。i_{KN} 的功率谱密度可用（2.3.37a）式表示

$$S_{KN}(\omega)=\bar{n}^2e^2\delta(f)+\bar{n}e^2$$

在时域里取单位时间（一秒）的统计平均，发射电子数的均方偏差和相对均方偏差分别为 $\bar{n}$ 和 $1/\bar{n}$。电子电荷无涨落，所以单位时间内 i_{KN} 的均方偏差和相对均方偏差分别为

$$\sigma^2(i_{KN})=\bar{n}e^2$$

$$\left[\frac{\sigma(i_{KN})}{I_{KN}}\right]^2=\frac{1}{\bar{n}}$$

比较上面的公式可知，非零频率的功率谱密度 $S_{KN}(\omega)$ 在数值上等于单位时间（一秒）内时域波形 i_{KN} 的均方偏差。计算后者即可求得 i_{KN} 的功率谱密度。

如果光电倍增管各打拿极的倍增系数都为 λ，而且符合泊松分布，平均值为 $\bar{\lambda}$，则相对均方偏差为 $1/\bar{\lambda}$。光阴极暗电流经第一级打拿极倍增后增为 i_{d1}，由二级串级型随机变数理论，单位时间内 i_{d1} 相对于平均值 I_{d1} 的均方偏差将为

$$\left[\frac{\sigma(i_{d1})}{I_{d1}}\right]^2=\left(\frac{1}{\bar{n}}+\frac{1}{\bar{n}\bar{\lambda}}\right)=\frac{1}{\bar{n}}\left(1+\frac{1}{\bar{\lambda}}\right)$$

经过 m 级倍增后，阳极暗电流 i_{aN} 的平均值为 $I_{aN}=\bar{n}\bar{\lambda}^me$，一秒内 i_{aN} 的相对均方偏差将为

$$\left[\frac{\sigma(i_{aN})}{I_{aN}}\right]^2=\frac{1}{\bar{n}}\left[1+\frac{1}{\bar{\lambda}}+\left(\frac{1}{\bar{\lambda}}\right)^2+\cdots+\left(\frac{1}{\bar{\lambda}}\right)^m\right]\approx\frac{\bar{\lambda}}{\bar{n}(\bar{\lambda}-1)}$$

i_{aN} 的均方偏差为

$$\sigma^2(i_{aN})\approx\frac{\bar{n}e^2\bar{\lambda}^{(1+2m)}}{\bar{\lambda}-1}$$

折合到光阴极，将上式除以 $\bar{\lambda}^{2m}$，得光电倍增管的等效暗电流均方偏差

$$\sigma^2(i_{KN})_{eff}\approx\frac{\bar{n}e^2\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}-1}=\frac{I_{KN}e\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}-1}$$

可见，由于倍增过程统计涨落的影响，光阴极暗电流的等效均方偏差是 $\sigma^2(i_{KN})$ 的 $\bar{\lambda}/(\bar{\lambda}-1)$ 倍。等效暗电流功率谱密度 $S_K(\omega)$ 在数值上等于单位时间内 $(i_{KN})_{eff}$ 的均方偏差，所以

$$S_K(\omega)=\frac{I_{KN}e\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}-1}$$

在物理频率间隔即在实际使用的频率间隔 df 内的功率分量为

$$\overline{di_{KN}^2}=\frac{2I_{KN}e\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}-1}df \tag{3.2.2}$$

应当说明，在推导上式时假设暗电流全部由光阴极热电子发射产生，未考虑产生暗电流的其它因素。另外，λ 也不完全服从泊松分布。因此，上式只是近似公式，但可用来估计暗电流对能量分辨率的影响。实际上，对于能谱分析系统，光电倍增管的暗电流噪声，同闪烁体固有能量分辨率相比通常可以忽略不计（低能X射线谱仪等系统除外）。

但是，光电倍增管的暗电流常常是计数率不很高的噪声脉冲，其均方根值可能不大，却可能引起假计数。在测量低能弱放射性时必须尽量降低这种噪声本底计数。在制作光电倍增管时尽量减少阴极热发射几率，在使用时有时要设法冷却阴极。此外，由于光电倍增管阳极输出的噪声脉冲是单光子脉冲，波形如图 1-2-14 中 $\tau_0=0$ 的曲线所示，而有用信号的光子脉冲都具有一定衰减时间（如图 1-2-14 中 τ_0 为非零数值时），因而有可能利用波形甄别技术（第十章）加以分离。

至于正比计数器，其固有能量分辨率（比闪烁探测器好）虽不如半导体探测器，但它基本上不产生噪声。因此，正比计数器在测量低能射线的能谱方面有独特的优点。

3.2.2 场效应晶体管的噪声[1][2]

目前，在低噪声核辐射测量系统中，第一级放大器件一般都采用噪声性能优越的结型场效应管。同双极型晶体管不同，场效应管是靠多数载流子导电的。多数载流子在导电的沟道中作热运动就产生热噪声，这是场效应管的主要噪声源。它可用与导电沟道并联的噪声电

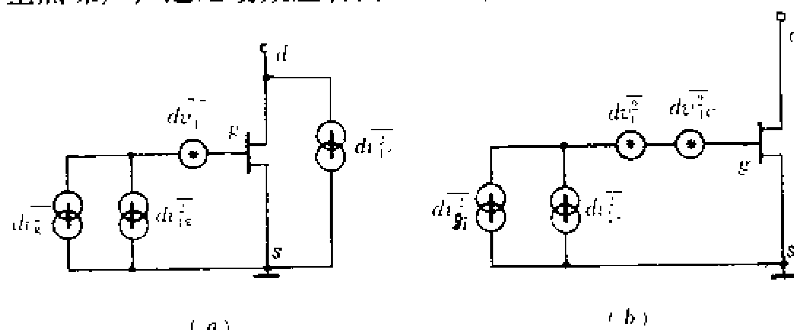


图3-2-2 结型场效应管的两种噪声等效电路

[1] G. 伯托利尼和A. 科什著，金芜、谭泽祖译，半导体探测器，198页，原子能出版社，1975年。

[2] A. Van Der Ziel, *Proc. I. R. E.*, **50**, 1808 (1962).

流源$d\overline{i_{Tc}^2}$来表示[如图3-2-2(a)]，其值

$$d\overline{i_{Tc}^2} \approx \frac{8}{3}kTg_m df \tag{3.2.3}$$

式中 g_m 是场效应管的跨导，系数 2/3 是近似值。不论场效应管工作在饱和区或非饱和区，上式均适用。可见跨导愈大(沟道的电导愈大，沟道内载流子数目愈多)，噪声电流也愈大。沟道热噪声也可以折合为串联在栅极回路里的噪声电压源$d\overline{v_{Tc}^2}$ [如图3-2-2(b)]，其值为

$$d\overline{v_{Tc}^2} \approx \frac{8}{3}\frac{kT}{g_m}df \tag{3.2.4}$$

另一方面，沟道热噪声改变了沟道内的电场分布，通过沟道和栅极之间的电容 C_{ch}，会产生注入栅极回路的噪声电流，称为栅极感应噪声$d\overline{i_{gi}^2}$。在 C_{ch} 远小于栅极回路总电容时，此电流对栅极电位的影响通常可以忽略。

场效应管还有栅流噪声。产生栅流的原因较多，如耗尽区电子和空穴的运动，栅极表面和栅极绝缘材料的漏电等。设栅流为 I_g，则

$$d\overline{i_{Ig}^2} = 2eI_g df \tag{3.2.5}$$

最后一项是低频 (1/*f*) 噪声。沟道电流和栅流中都有 1/*f* 噪声，它们和沟道中空间电荷区的陷阱或者表面状态等因素有关，可用等效的栅极噪声电压源表示，即

$$d\overline{v_F^2} = \frac{A_F}{f}df \tag{3.2.6}$$

常数 A_F 主要取决于场效应管的工艺和所用半导体材料的纯度。性能优良的场效应管，如 2N4416，$A_F < 10^{-14}V^2$，这时 1/*f* 噪声的影响常可忽略。

场效应管的主要噪声源见图3-2-2(b)。跨导愈大，栅流愈小，幅度分析系统的信噪比就愈高。第五章中将指出，场效应管工作在低温下跨导增大，噪声降低，有利于提高信噪比。

用于核能谱仪的放大器件，就其低噪声性能而言，结型场效应管最佳（绝缘栅型比结型差），电子管次之，双极型晶体管最差。因此，低噪声系统的第一级放大管通常都采用结型场效应管。这样对后面各级放大管的噪声要求就放宽了。在双极型晶体管中，基极电流和集电极电流产生散粒噪声，基区电阻 $r_{bb'}$ 产生热噪声，也有低频 (1/*f*) 噪声。有关双极型晶体管的噪声不再赘述，这方面的内容可参阅有关资料。

3.2.3 电阻的噪声

电阻的热噪声前面已作分析。一个有噪声的电阻 *R* 可用两种方法表示（如图3-2-3)。一种表示为噪声电流源 $d\overline{i_R^2}$ 和无噪声电阻 *R* 并联，由（3.1.17）式得

$$d\overline{i_R^2} = \frac{4kT}{R}df \tag{3.2.7}$$

另一种可表示为噪声电压源 $d\overline{v_R^2}$ 同无噪声电阻 *R* 串联。

$$d\overline{v_R^2} = R^2 d\overline{i_R^2} = 4kTRdf \tag{3.2.8}$$

若 $R = 1M\Omega$，$T = 300K$，测量系统的通频带宽度为 1MHz，则测得噪声电压的均方根值 $\sqrt{\overline{v_R^2}}$ 为 129μV。

温度相同的几个电阻串联或并联，可以按照串、并联的总电阻来表示噪声。如果电阻的温度不同，应从图 3-2-3 的等效电路推算。

合成碳质电阻除了热噪声以外，还有较大的 $1/f$ 噪声。对于用在前置放大器中的高阻，实验发现阻值在高频时显著下降，噪声增加[1][2]。

虽然容抗和感抗分量不产生噪声，但是介质有损耗，其电阻分量也会有噪声。因此，在低噪声放大器中，应尽量降低场效应管绝缘材料和电容器的电介质噪声。承受高电压的前置放大器输入耦合电容应选用优质电容器。参考资料[3]介绍了电介质噪声和其它噪声源对信噪比的影响。

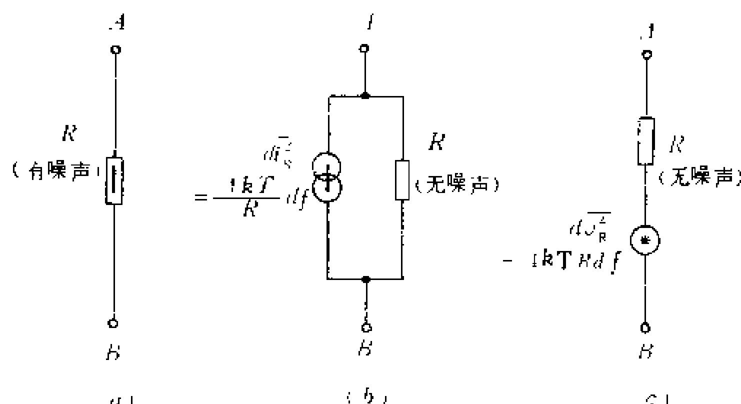


图3-2-3 电阻热噪声的表示法

(a)有噪声电阻 (b)电流源表示法 (c)电压源表示法

第三节 系统噪声的表示方法

线性系统输出噪声的计算方法已在2.3.6节中介绍。噪声对测量精确度的影响，必须考虑有用信号幅度和噪声均方根值之比，即信噪比。由于系统输出的信号幅度反映输入端的被测物理量，系统输出端的噪声通常也折算到输入端。因输入物理量为电压、电荷或能量的不同，系统的噪声可表示为等效噪声电压、等效噪声电荷或等效噪声能量。被测物理量与系统的等效噪声相比给出信噪比。

(1)等效噪声电压（ENV）[1)]

电压脉冲放大器的输入和输出都是电压信号，输出信噪比 η 定义为输出幅度 V_{OM} 与输出噪声均方根值（即有效值 V_n）之比

$$\eta=\frac{V_{OM}}{V_n}$$

上式的分子和分母都除以放大器的电压放大倍数 A，得

$$\eta=\frac{\frac{V_{OM}}{A}}{\frac{V_n}{A}}=\frac{V_{iM}}{\frac{V_n}{A}}$$

上式右边分子是输入信号幅度，分母却不是输入端的噪声均方根值。由于放大器存在一定形状

[1] F. S. Goulding et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 71, 273 (1969).

[2] F. S. Goulding et al. IEEE. *Trans. Nucl. Sci.*, Ns-17, No. 1, 218 (1970).

[3] V. Radeka, BNL 12798, (1968).

1) ENV——Equivalent noise voltage

的通频带，输出噪声的均方根值与之有关，故不管频带如何，将输出端随机噪声的均方根值 V_n 除以确知信号的放大倍数 A，并不能求出输入端噪声的均方根值。但是在不同输入信号幅度时数值 V_n/A 可用来计算系统的信噪比 η，从而判断此系统可能放大多弱的信号时仍有足够的信噪比。尽管 V_n/A 不是一个实在的物理量，却很有用，称为折合到输入端的等效噪声电压 ENV，

$$\mathrm{ENV}=\frac{V_n}{A} \tag{3.3.1}$$

则

$$\eta=\frac{V_{OM}}{V_n}=\frac{V_{iM}}{\mathrm{ENV}} \tag{3.3.2}$$

应当注意，ENV 虽由 V_n 除以 A 求出，但通常由于 V_n 本身正比于 A，所以 ENV 的数值实际上和 A 无关。改变放大器的增益时，V_n 随之变化，但 ENV 不变。ENV 的数值决定于实际存在于放大器输入端的噪声功率谱和放大器的频率响应。改变放大器的滤波器时间常数，ENV 将随之变化。

另外，为了判断放大器能放大多弱的电流时仍有足够信噪比，也可以将输出噪声折算为输入端的等效噪声电流。同理，也可折算为等效噪声电荷或等效噪声能量。

(2)等效噪声电荷(ENC)

一个能谱测量系统，输入探测器电流脉冲 $i(t)$ 可用冲击函数 $Q\delta(t)$ 近似，电荷量 Q 正比于入射粒子的能量 E。该线性系统的冲击响应为 $h(t)$，最大值为 h_M，输出电压幅度 $V_{OM}=Qh_M$，输出噪声电压均方根值为 V_n，则系统的输出信噪比为

$$\eta=\frac{V_{OM}}{V_n}=Q\frac{h_M}{V_n} \tag{3.3.3}$$

能谱仪的输入信息实际上是电荷量 Q，因此，系统的噪声常用等效噪声电荷 ENC 表示。h_M 是输出电压幅度与输入电荷量之比。输出噪声电压均方根值 V_n 折合为输入电荷量即为等效噪声电荷

$$\mathrm{ENC}=\frac{V_n}{h_M}=Q\frac{V_n}{V_{OM}}=\frac{Q}{\eta} \quad [\mathrm{C}] \tag{3.3.4}$$

以电子-空穴对为单位的等效噪声电荷为

$$\mathrm{ENC}=\frac{QV_n}{eV_{OM}}=\frac{Q}{e\eta} \tag{3.3.5}$$

因此，当输入电流脉冲的电荷量为 ENC 时，系统的输出电压幅度就等于输出噪声电压的均方根值。如已知 ENC，输出信噪比 η 可由输入信号的电荷量 Q 与 ENC 之比求出，即

$$\eta=\frac{Q}{\mathrm{ENC}} \tag{3.3.6}$$

(3)等效噪声能量(ENE)

(3.3.5)式的等效噪声电荷数乘以探测器的平均电离能 $\overline{W}$ 得到等效噪声能量，即

$$\mathrm{ENE}=\frac{QV_n}{eV_{OM}}\overline{W} \tag{3.3.7}$$

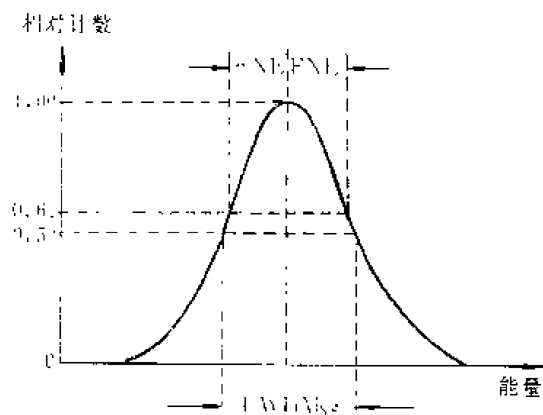


图3-3-1 高斯形噪声能谱的线宽 $FWHM_{NE}$ 和等效噪声能量 ENE 的关系

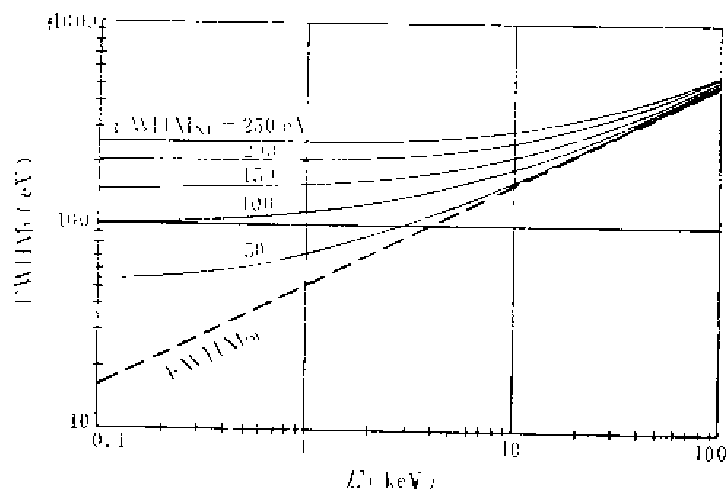


图3-3-2 噪声能量线宽和硅探测器固有能量线宽对系统能量分辨率的影响

$FWHM_{NE}$ ——噪声能量线宽

$FWHM_{DE}$ ——硅探测器固有能量线宽（虚线），90K，$W=3.8eV$，$F=0.12$

$FWHM_{E}$ ——以能量线宽表示的系统能量分辨率

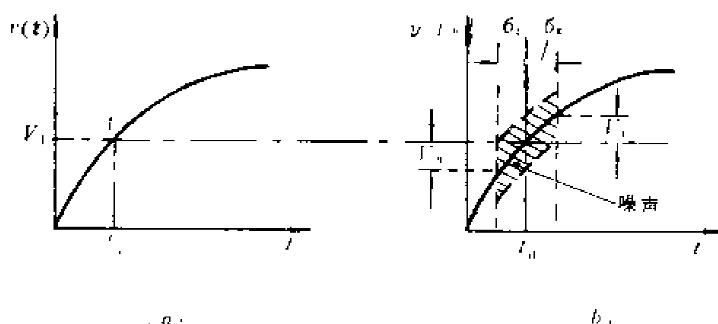


图3-3-3 噪声引起的定时误差

(a)无噪声时 (b)有噪声时

但是，能谱仪的分辨率常用能谱曲线的半高宽表示。通常，噪声使单能谱线展宽为高斯型曲

线，如图 3-3-1 所示，图中横坐标是能量E。由(1.1.8)式可知，噪声引起的半高宽 $FWHM_{NE}$ 和 ENE 的关系为

$$FWHM_{NE}=2.355ENE \tag{3.3.8}$$

$FWHM_{NE}$ 为以能量表示的噪声线宽。

能谱测量系统的能量分辨率还与探测器的固有能量分辨率有关，由（1.1.17b）式得

$$FWHM_{DE}=2.355\sqrt{F\overline{W}E} \tag{3.3.9}$$

此外，如以后要说明的，还有好几种因素对能量分辨率有影响，但是在低计数率情况下，噪声（包括探测器的噪声）是主要因素。如只考虑噪声和探测器的固有能量分辨率，系统的能量分辨率（以能量线宽表示）为

$$FWHM_E^2=FWHM_{NE}^2+FWHM_{DE}^2 \tag{3.3.10}$$

即

$$FWHM_E=\sqrt{FWHM_{NE}^2+2.355^2F\overline{W}E} \tag{3.3.11}$$

式中 $FWHM_{NE}$ 是与能量E无关的常数，图 3-3-2 中画出了硅探测器系统的能量分辨率在不同噪声能量线宽时和能量的关系，探测器温度为 90K，$\overline{W}=3.8$eV，并设法诺因子 $F=0.12$。由此可见，采用硅探测器的系统在低能量时噪声影响大，高能量时探测器的固有能量分辨率起主要作用。

(4)等效噪声晃动

在时间测量系统中，由噪声引起的定时误差用晃动表示。图3-3-3(a)中，在时间信息拾取点A，信号电压 $v(t)$ 达到预定的甄别阈 V_T，$t=t_d$ 时甄别器产生定时信号。但是由于噪声迭加在 $v(t)$ 上，使总电压达到甄别阈的时间超前或者落后，从而造成定时误差。设 A 点的信号斜率为 $v'(t)$，噪声电压的均方根值为 V_n，由图 3-3-3(b)可以看出，由噪声引起的定时误差的均方根偏差即晃动为

$$\sigma_t=\frac{V_n}{v'(t)} \tag{3.3.12}$$

有关时间测量详见第十一章。

第二部分　信号处理

在第一部分里，我们叙述了核电子学中的信号、噪声及其分析方法；在第二部分里，我们将叙述各种信号处理电路和技术指标。

第四章　核电子学信号处理概述

第一节　信号处理的基本要求

核电子学中对信号处理电路的要求，大致说来是：放大核辐射探测器的输出信号，同时进行幅度、时间和频谱方面的筛选，抑制噪声和干扰，以便尽可能精确地得到射线能量、核事件发生时间和位置等有用信息的数据，通常包括下列几方面（图4-1-1）：

（1）将探测器输出的电荷收集起来，经过初步放大并转换成适于通过电缆传递到后续电子设备的电压或电流信号。这就需要一个紧靠探测器的、体积不大的前置放大器（第五章）。在探测器输出信号的幅度很小时，前置放大器要将信号适当放大，以降低输出信号在传递过程中所受噪声和外界干扰的影响。在使用固有能量分辨率好的探测器时，前置放大器本身的噪声必须很小，才能正常放大微弱的电荷信号并能分辨出它们的微小差别；在需要分析信号的时间信息时，前置放大器要能准确地保留粒子的时间信息，以便确定核事件发生的时间、位置或粒子种类。

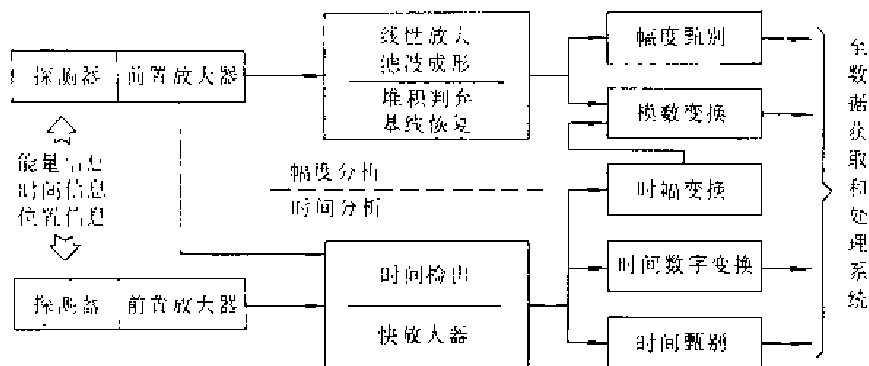


图4-1-1　一般核电子学信号处理系统示意图

（2）将前置放大器的输出信号进一步放大到便于测量的程度，就要求有一个主放大器（第七章）。主放大器要有可调的放大倍数，足够的输出幅度和功率。用于能谱分析的主放大器的稳定性和线性必须很好，以保证系统有较好的能量分辨率和能量刻度线性。为了提高输出端的信号噪声比，并使输出信号的幅度信息和时间信息便于测量，主放大器还应有合适的冲击响应或频率响应。在高计数率时，为了减少信号堆积，在满足上述要求的同时，输出信号

的宽度应尽可能窄。所以主放大器中都设有参数可调的滤波成形电路（第六章)。滤波成形网络虽然元件不多，但其作用甚为重要。至于放大10^{-9}秒级的超短脉冲或微弱的慢变化信号，则须要特殊的快放大器或弱电流放大器。

（3）上述信号处理系统，通常具有不随时间和幅度变化的恒定参数，称为时不变线性系统。有时还需要一些参数随时间或幅度变化的时变和非线性处理电路，例如，传输系数或频带按一定条件随时间变化的电路，前者如线性门，后者如时变滤波器（第八章)。

（4）经过放大、滤波成形或其它处理的信号，为了判别它们的幅度是否在预定的范围内，需要能甄别幅度信息的电路（第九章)；为了确定它们的时间参数或相互的时间关系，需要能准确“检出”时间信息并进行甄别和分析的电路（第十章)。

（5）在核物理实验中，常常不是研究个别信号的信息，而是研究分布在大量信号中的某种信息。因此需要将大量信号按一定的信息分类计数。按幅度信息分类叫做幅度分析；按时间信息分类叫做时间分析；按位置信息分类叫做位置分析。位置信息通常包含在信号的幅度信息和时间信息之内，所以位置信息实际上也是按幅度信息和时间信息进行分类的。为了分类计数，需先把幅度、时间信息变换成数码，然后按照数码进行分类。这就需要幅度-数字变换电路和时间-数字变换电路。信号的幅度信息和时间信息都是被测物理量的模拟量，所以幅度-数字变换和时间-数字变换通称为模拟-数字变换。但是，习惯上都把幅度-数字变换称为模拟-数字变换，简称为模数变换(第十一章)。模拟量是时间信息的，则称为时间-数字变换。由于主要用于幅度分析的模数变换器已普遍使用，所以常常先用一种叫做时幅变换器的电路将时间信息变换成幅度信息，然后用模数变换器变换成数码，分两步来实现时间-数字变换(第十章)。

将物理信息变换成数码后，就可进行数据获取和数据处理（本书第三部分)。

最后，应当说明图 4-1-1 只是一般核电子学信号处理系统的简单示意。图中的一个方框可能包括好几件实际仪器，亦可能一件仪器兼有图中几个方框的部分功能。在近代核物理实验中，信号处理系统常常是几十件仪器的组合。有的以幅度分析为主而辅以时间分析；有的以时间分析为主而辅以幅度分析；也有的要同时分析多种信息（多参数分析)。这些在核物理实验方法的书中有专门介绍。学习核电子学信号处理的目的之一，是了解各种常用信号处理单元的性能，以便在核物理工作中能够按照物理要求正确选择仪器单元，合理组成所需的信号处理系统。

第二节　线性系统的一般特性

核电子学的信号处理系统，不管是时不变系统还是时变系统，是用模拟电路处理，还是进行模数变换，通常是对信号进行线性处理。对于非线性处理目前多数是先变换成数字量，然后在计算机或微处理机中进行。有时，也对模拟量进行快速、经济但不要求十分精确（精度不超过10^{-3}量级）的非线性模拟处理，例如利用对数、指数变换来进行模拟量乘除法，或通过对数变换扩大显示量程[1]。即使在这种情况下，对于对数变换，有时还要考察它们在半

1）利用运算放大器进行对数、指数变换和乘除法运算，属基础电子学内容，本书从略。

对数座标系中的线性。所以，对于核电子学的信号处理系统，在保证实现特定功能的同时，还要考虑它作为线性系统的一般特性。例如信息传递的精度和速度等。

处理核电子学信号的线性系统在某一时刻 t 的输出信号电平 y，除了有正比于当时的输入信号 x 的成分外，还往往包括系统的静态输出电平 b_0 和过去输入的信号在 t 时刻遗留的平均电平 b_1。一般可表示为

$$y=ax+b \qquad (4.2.1)$$

式中 $b=b_0+b_1$。用图形表示出来就是图 4-2-1 所示的直线。斜率 a 称为传输系数或增益，b 称为截距或零点。对于一个理想的线性系统[1]，a 和 b 应为稳定常数，实际系统不能完全做到这一点。因此有必要规定一些技术指标来表示信号处理单元的线性和稳定性。

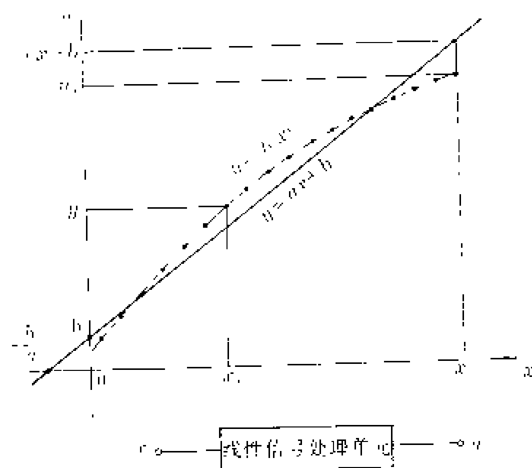


图4-2-1　线性信号处理单元的传输特性

有时，把图 4-2-1 中直线 $y=ax+b$ 在 x 轴的截距称为零点 α。显然，$\alpha=-b/a$。

4.2.1　积分非线性

在实际的信号处理单元中，输出信息 y 和输入信息 x 之间不完全是线性关系，其传输特性可能存在着一定的非线性，如图 4-2-1 中所画的虚线。实际传输特性和理想直线的差别，常用积分非线性的大小来度量。当我们实际测定 y_i 和 x_i 的关系时，得到的是有限个数据点，如图 4-2-1 所示。为了表示这些数据点偏离理想直线多远，当然不能和任意一条直线去比较，而必须和这些数据点的拟合直线比较。按照一般实验数据的处理方法，常用最小二乘法来求得最佳拟合直线斜率 a 和零点 b。所谓最佳拟合，是指所有数据点（设为 N 个）和拟合直线的偏差的平方和 s 最小。s 的表示式为

$$s=\sum_{i=1}^{N}[y_i-(ax_i+b)]^2$$

s 最小时应有 $\frac{\partial s}{\partial a}=0$，$\frac{\partial s}{\partial b}=0$，$\frac{\partial^2 s}{\partial a^2}>0$，$\frac{\partial^2 s}{\partial b^2}>0$。由此可得

$$\begin{cases} a\left(\sum_{i=1}^{N} x_i^2\right)+b\left(\sum_{i=1}^{N} x_i\right)=\sum_{i=1}^{N} y_i x_i \\ a\left(\sum_{i=1}^{N} x_i\right)+bN=\sum_{i=1}^{N} y_i \end{cases}$$

a 和 b 的解为

1）严格说来，只有能用齐次线性方程（$b=0$）表示的系统才是线性系统；才可利用叠加定理。（4.2.1）式表示的系统，只是对扣除了零点 b 后的有用信号 ax 来说才是线性系统。但是测量信号电平的设备往往不能区分 b 和 ax，所以本书用包括 b 在内的（4.2.1）式来表示线性系统的输出信号。

$$a=\frac{N\sum y_i x_i-\sum x_i\sum y_i}{N\sum x_i^2-(\sum x_i)^2} \tag{4.2.2a}$$

$$b=\frac{\sum y_i\sum x_i^2-\sum x_i\sum y_i x_i}{N\sum x_i^2-(\sum x_i)^2}$$

$$=\frac{1}{N}(\sum y_i-a\sum x_i) \tag{4.2.2b}$$

上式中已把$\sum_{i=1}^{N}$简写为$\sum$。

求出拟合直线后，积分非线性INL定义为[1]

$$\text{INL}=\pm\frac{|y_i-(ax_i+b)|_{max}}{ax_M+b}\times 100\% \tag{4.2.3}$$

x_M是积分非线性计算范围内的x最大值。在积分非线性不严重时，通常ax_M+b跟x_M对应的实测值y_M十分接近（图4-2-1），所以INL也可由下式计算

$$\text{INL}=\pm\frac{|y_i-(ax_i+b)|_{max}}{y_M}\times 100\% \tag{4.2.4}$$

由最小二乘法求拟合直线的计算较烦（除非用计算机），实际上常采用一些简便的近似求法。这在以后有关章节中陆续说明。

积分非线性的存在，使处理后的信息和输入信息间失去严格的线性关系。通常要求INL$<\pm 0.1\%$；要求高时，INL$<\pm 0.01\%$。

4.2.2 微分非线性

在有些信号处理设备中，有时还要求在不同的输出y值处，为产生同样的y增量Δy所需的输入信息增量Δx恒定。设系统传输特性的平均斜率为$\bar{a}$，则

$$\frac{1}{\bar{a}}=\left(\frac{\Delta x}{\Delta y}\right)=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\frac{\Delta x_i}{\Delta y_i}$$

当实测Δy、Δx有N组数据时，微分非线性DNL定义为[2]

$$\text{DNL}=\frac{\pm\left|\dfrac{\Delta x_i}{\Delta y_i}-\dfrac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\dfrac{\Delta x_i}{\Delta y_i}\right|_{max}}{\dfrac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\dfrac{\Delta x_i}{\Delta y_i}}\times 100\%$$

$$=\frac{\pm\left|\dfrac{\Delta x}{\Delta y}-\dfrac{1}{\bar{a}}\right|_{max}}{\dfrac{1}{\bar{a}}}\times 100\%$$

$$=\pm\left|\bar{a}\frac{\Delta x_i}{\Delta y_i}-1\right|_{max}\times 100\% \tag{4.2.5}$$

这里求出的平均斜率$\bar{a}$不一定和最佳拟合直线斜率a相等，但近似相等；在近似求拟合直线

1) INL——Integral nonlinearity.
2) DNL——Differential nonlinearity.

的方法中，有的就用 a 代替 $\bar{a}$。

在微分非线性比较大时，输出信息 y 的密度分布 $\Delta n/\Delta y$(单位y内的信号数)和输入信息x的密度分布 dn/dx 明显不同。在$\Delta x/\Delta y$大于平均值$\overline{\Delta x/\Delta y}$处，$\Delta x$ 范围内的信号数 $\Delta n=(dn/dx)\Delta x$ 将集中在较小的Δy内，输出信息的密度在此处为

$$\frac{\Delta n}{\Delta y}=\frac{dn}{dx}\left(\frac{\Delta x}{\Delta y}\right)>\frac{dn}{dx}\left(\overline{\frac{\Delta x}{\Delta y}}\right) \tag{4.2.6}$$

图4-2-2 (c) 是假设的输入信息密度分布，如果传输特性如图4-2-2 (a) 所示，那么输出信息的密度分布便如图 4-2-2 (d) 所示。这就是微分非线性引起的谱形畸变。在能谱分析中，如果从输出信息密度分布中峰的高低来判断输入信息在峰内的计数高低，将产生误差。如果以峰的面积来计算输入信号在峰内的计数高低，这种误差便可消除（能否很好消除跟计算峰面积的方法有关)。另外，由于DNL和INL 都是从传输特性计算出来的，所以两者有内在联系；分析和实测表明，通常DNL约为 INL 的5—10倍。所以一般用模拟电路处理信号的设备，只给出积分非线性指标。但是，对于把模拟量变换成数字量的信号处理设备，输出信息是离散量，微分非线性是一个重要指标，另有定义（第十一章)。

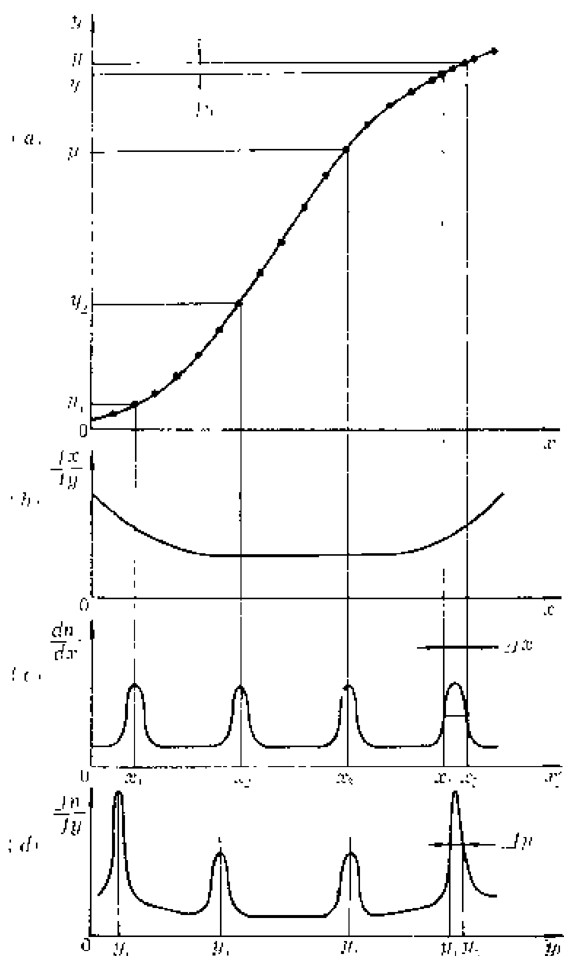


图4-2-2　微分非线性对信息密度分布的影响
(a) 传输特性　(b) 微分传输特性
(c) 输入信息密度分布　(d) 输出信息密度分布

4.2.3 稳 定 性

前面已经提到，核物理实验要收集的信息常常分布在大量信号中，大都要通过统计分析才能得到结果。做一次实验往往要收集和处理几百万、几千万个信号，进行长达几小时，几十小时的测量。如果核电子学系统不稳定，就不能分析信息间的微小差别，分辨能力将下降。对于线性系统，稳定性就是指增益和零点的稳定性。

设增益a的相对变化为 $\Delta a/a$，则输出信息的相对变化为

$$\frac{\Delta y}{y}=\frac{x\Delta a}{ax+b} \tag{4.2.7}$$

当零点 b 近于 0 时，

$$\frac{\Delta y}{y} \approx \frac{\Delta a}{a} \tag{4.2.8}$$

也就是说，增益a不稳定时，引起输出信息y同样程度的不稳定，所以增益的稳定性常以相对值$\Delta a/a$来表示。输出信息不稳定的绝对数值$\Delta y \approx \frac{\Delta a}{a} y$，即在一定的$\Delta a/a$下，$y$大处$\Delta y$也大[图4-2-3（a）①]。

在测量能谱时，增益的不稳定会使输出信息y和入射粒子能量间的刻度比例不稳定，这将使能谱沿y轴（能量轴）作伸缩性变化。

设零点的不稳定量是Δb，则输出信息y的不稳定量$\Delta y = \Delta b$。零点的稳定性常以绝对数值Δb表示[图4-2-3（b）①]；也有以$\Delta y/y_M = \Delta b/y_M$表示的，其中$y_M$为被测$y$的最大值。

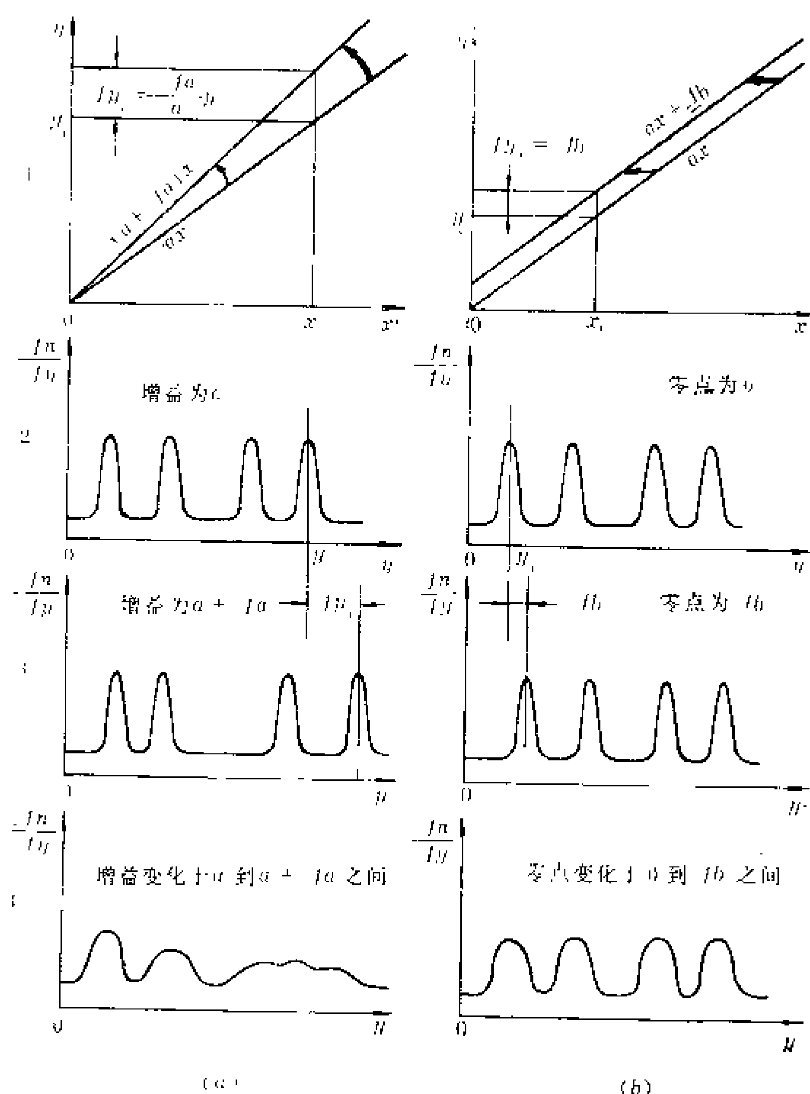


图4-2-3　线性系统不稳定对能谱分析的影响

（a）增益不稳定　（b）零点不稳定

在测量能谱时，零点的不稳定将使所测谱沿y轴（能量轴）左右平行移动。

图4-2-3画出了增益和零点的不稳定性对能谱分析所产生的影响：在图中①说明 y_i 的变化量 Δy_i 和 y_i 的关系；②是 a 和 b 为初值时输出信息密度分布；③是增益变化 $\Delta a/a$(左图)或零点变化 Δb（右图）时输出信息的密度分布；④是在能谱测量过程中，增益在 a 到 $a+\Delta a$ 之间变化或零点在 b 到 $b+\Delta b$ 之间变化时输出信息的密度分布。结果都会使输出信息的分布位置（峰位）发生变化和峰宽变宽（分辨率变坏）。由图还可知，零点不稳定对不同能量处的影响一样；增益的不稳定对高能峰影响大。

稳定性可按其影响因素来分类。

1．温度变化　在一定环境温度范围内，增益稳定性常表示为温度每变化1℃增益变化的百分数；零点稳定性常表示为温度每变化1℃零点的变化量（绝对值）。

2．电源变化　电网供电电压变化时（例如变化±10%），以增益变化的百分数和零点的变化量来表示。

3．长时间工作　环境温度和电网电压不变时（实际是变化范围很小，例如环境温度变化范围在±1℃之内，电网电压变化在±2%之内），信号处理设备连续工作24小时或若干天，增益变化的百分数和零点的变化量。

4．信号计数率变化　在信号计数率增高时，由于堆积效应，既可能使信号的峰部互相重叠，又可能使基线偏移和涨落（4.2.1式中 b_i 变化，即零点发生变化)。通常应给出信号计数率达到某一数值时最大的峰位偏移和半高宽的加宽量。

上述各种稳定性指标的测量条件和测量方法，因信号处理设备和生产厂家而异，但通常都要测定这几方面的稳定性。

4.2.4　速度特性

信号处理设备的速度有两方面的含意。一种是指设备的响应速度，即设备能处理什么量级的时间信息。对于现代的核电子学来说，处理微秒级的是慢速的，处理毫微秒级的是快速的。另一种是指每处理一个信号需要多少时间。例如模数变换器，每处理一个信号常需几微秒到几十微秒的时间。

核电子学基本技术的主要研究目标是高幅度分辨率和高时间分辨率(包括高处理速度)[1)]。目前的高幅度分辨率可以识别幅度信息 10^{-3}—10^{-4} V的差别，高时间分辨率可以识别相差 10^{-9}—10^{-10}s 的核事件。当然，研制既有极高幅度分辨率又有极高时间分辨率的核电子仪器是比较困难的，也是不经济的。多数核电子仪器都是针对使用要求，或者偏重于幅度分辨率，或者偏重于时间分辨率或处理速度。在核物理实验中，常常巧妙地利用幅度分辨率高而时间特性较慢的信号处理设备和幅度分辨率不高而时间特性很快的处理设备，组成"快慢系统"，达到既有高能量分辨率又有高时间分辨率的目的。

应当注意，各种信号处理设备除了作为线性系统有上述精度指标外，还有各种特殊技术指标和特殊功能，这是一种设备区别于另一种设备的主要特征，将在有关章节中说明。

1）对位置灵敏探测器来说，重要的指标是位置分辨率。但是，位置灵敏探测器的信号处理仍只是幅度信息和时间信息的处理。

第三节　用于测试信号处理系统的精密信号发生器

第二节讨论了信号处理系统的精度。为了测定这些精度，全用放射源和探测器来得到信号有时是不方便的。放射源和探测器的输出信号是随机涨落的，不便于观察，而且放射源信号的参数调节不便，难于研究某一特定因素对电子学系统的影响。所以，有必要用电子学方法产生信号来测试信号处理系统的指标。用电子学方法产生的信号，可以精密地分别调节其某一参数，以便用于研究电子学系统的响应。例如：用幅度能精密调节（手动或数控）的信号，可以测定电子学系统的线性；用幅度长时间稳定的信号，可以测定电子学系统的稳定性；用上升或持续时间极短的信号，可测定电子学系统的时间特性；用噪声极小，幅度稳定的信号，可测定谱仪中电子学系统的分辨率等等。当然，整个物理和电子学系统的实际性能是多种因素的综合效果，最后还得用放射源来鉴定。

本书只研究核电子学系统，故本节所叙述的测试信号不包括测试探测器的信号（例如测光电倍增管时间特性的脉冲光源）。

4.3.1　水银开关精密信号发生器

我们知道，利用电子开关，可以得到各种形式的电信号。但是，利用电子器件不易获得理想的开关特性，例如在断开时，有10^{-9}—10^{-11}A的漏电流，在闭合时有10—100Ω的内阻；而且漏电流和内阻随环境条件变化。为了鉴定具有很高分辨能力的核电子学系统，比较简单的办法是用电磁机械开关来产生信号。为了避免机械触点接触时的颤动和减少接触电阻，触点一般用水银润湿，称为水银开关或汞润接点继电器。图4-3-1(a)画出了水银开关的结构。在充满高压保护气体的玻璃管中装有一个玻莫合金片，片上刻了很多小槽。玻璃管底部的水银由于小槽的毛细管作用上升到玻莫合金片的两侧，合金片就被水银"湿润"。当线圈中流过交流电流时[1]，玻莫合金片在磁场作用下以每秒50次的频率振动。玻莫合金片向左摆动时，A、C接通，B、C断开。电容器C_1被精密电压源（又称参考电压源）充电到电压V_0。C_1得到的电荷$Q_1=C_1V_0$。当合金片向右摆动时，A、C断开，B、C接通，C_1上的电荷就输出到输出回路。由于汞润接点的接触电阻很小，断开时绝缘电阻很大，可以保证输出电压十分稳定。C_1要选用高稳定电容器；V_0要由高稳定精密电源供给，并由分压器和多圈电位器调节，必要时还要用高精度数字电压表检测。调节V_0，就可得到不同的电荷量Q_1，因此，C_1上的电荷Q_1是精确、稳定的。因为V_0比较大，噪声等原因引起的电荷统计涨落可以忽略。经过衰减器输出的小信号，幅度涨落也很小，所以水银开关信号发生器适于测定高分辨率核电子仪器的指标。

如果输出回路是纯电容C_2，当接点B、C闭合时，C_2上得到的电荷Q_2正比于Q_1，也就正比于V_0。

$$Q_2=\frac{C_2}{C_1+C_2}Q_1=\frac{C_1C_2}{C_1+C_2}V_0$$

1）如果由与市电同步的信号驱动，一种型号的水银开关常常只适用于某种频率的交流电源。我国电网频率为50Hz，国外有的是60Hz，使用时要注意。

C_2得到电荷Q_2的时间十分短，相当于强度为Q_2的电流冲击$Q_2\delta(t)$流入C_2。C_2上电压阶跃上升，相当于电荷收集时间为零的探测器输出波形[图4-3-1(b)]。

为了模仿探测器具有不同的电荷收集时间，如图4-3-1(c)，通常在C_2前加入可调电阻R_1。C_2上电压的上升时间常数近似为R_1C_2（当$C_2 \ll C_1$时）。

实际上，后接电路的输入电阻不为∞，如图4-3-1(d)，当有并联电阻R_2时，输出电压将经过最大值V_M后下降。通常$R_2 \gg R_1$，$C_1 \gg C_2$，所以图4-3-1(d)的输出电压波形前沿时间常数近似为R_1C_2，后沿时间常数近似为R_2C_1。

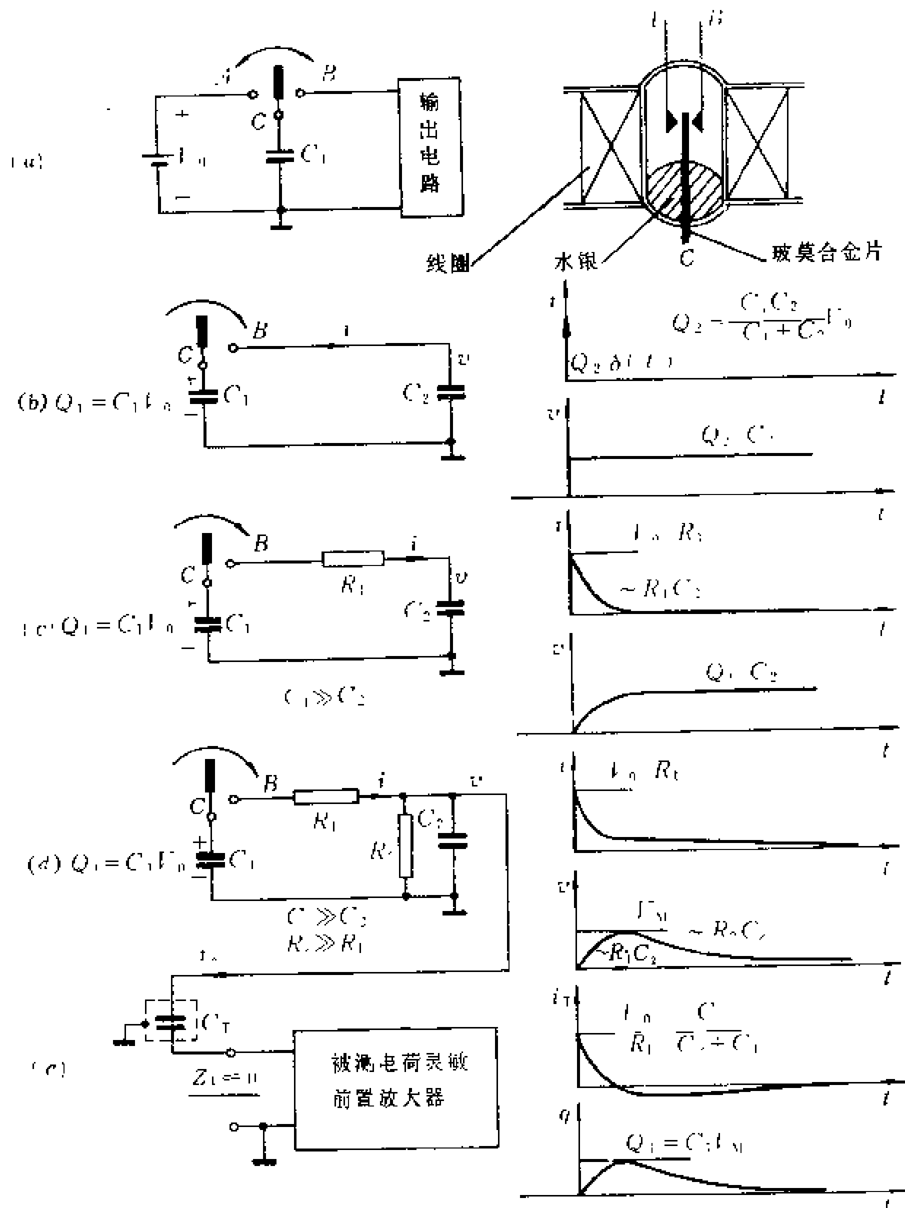


图4-3-1　水银开关信号发生器及其输出信号

（注：图(d)中右下图中$\sim R_2C_2$应为$\sim R_2C_1$）

这个波形和探测器输出端存在并联电阻时的输出信号形状（图1-2-5虚线）相似，可替代探测器信号来测量信号处理系统。

实际的水银开关信号发生器，输出电路大都包括有可调的C_1、R_1、C_2和R_2。这是和一般信号发生器的大功率低阻输出级不同的。水银开关可以产生高度稳定的脉冲信号，但是输

出电压幅度和形状易受负载影响，因为被测电子仪器的输入电容、输入电阻会使C_2增大、R_2减小。严格说来，如果R_2不为∞、C_2不为零，图4-3-1(d)中的V_M小于参考电压V_0。要从水银开关得到绝对值准确的电压脉冲是有条件的，或者要用别的标准信号源校正。在核电子仪器测量工作中，大都只需进行相对测量，所以只要包括负载在内的输出回路参数恒定，就可以保证V_M正比于V_0。反之，在V_0相同时，将水银开关精密信号发生器的信号接到不同电子设备，V_M可能不同，使用时必需注意。

对某些电子设备，不能把水银开关信号发生器的输出电路并联到它的输入端。例如电荷灵敏前置放大器（第五章），虽然它的输入阻抗Z_i很小，但是C_2并联到它的输入端将增大噪声。所以常串联一个小电容C_T（例如1pF）将一定电荷送入前置放大器[图4-3-1(e)]。实际上此小电容通常装在前置放大器的屏蔽盒中。如果C_T前的电压信号为v，幅度为V_M，前置放大器输入阻抗Z_i接近于零（输入端为虚地时），输入电荷q的波形实际上和v一样（$q=C_Tv$）。在信号达到峰值前，电荷通过C_T流入被测电子学系统，输入的正电荷量最大为$Q_i=C_TV_M$；当信号v从峰值V_M下降时，输入电荷也从最大值Q_T减少，直至恢复到零。利用此电荷作为测试信号，对前置放大器输入端的影响只增大约1pF的输入电容。

由于水银开关接触特性很好，在R_i很小时，可以得到宽度为ns级的输出电流脉冲，相当于PN结（耗尽型）探测器或快闪烁计数器的输出电流，可用来测试毫微秒级核电子设备的时间特性。

4.3.2 电子开关精密信号发生器

水银开关信号发生器输出信号稳定，上升沿快，噪声小，但是限于机械动作速度，信号的重复频率比较低，特制的最多做到几百赫。在这样低的频率下要观察ns级的时间过程，一般示波器的亮度将太弱。对于某些要大量计数才能得到信息的设备（例如多道分析器），信号重复频率太低将使测量时间过长（几十小时，几十天）。为了提高测试信号的重复频率，可利用电子开关（电子斩波器），同时设法克服它的主要弱点——导通电阻大而且不稳定。

图4-3-2(a)是用晶体管做成的一种精密电子开关。开关信号（又称采样信号）v_s通过脉冲变压器输入。变压器的次级电位可以随V_0浮动，不受采样信号源限制，并保证在V_0不同时加到T_1、T_2发射极和基极间的开关信号幅度不变，能有效地控制其导通或截止。在变压器初级没有采样信号v_s时，$v_{ab}=0$，T_1、T_2截止，输出端$v_1=0$。在有采样信号时，v_{ab}足够大，使T_1、T_2饱和导电，相当电子开关接通，参考电压V_0便通过T_1、T_2加到后接负载电阻上。T_1、T_2虽然都有一定的饱和压降V_{ces_1}、V_{ces_2}（几mV到几十mV），而且随温度变化，但由于T_1、T_2互相补偿，输出端电压受饱和压降的影响小

$$v_1=V_0-V_{ces_1}+V_{ces_2}$$

在一定的温度范围内仔细挑选T_1、T_2的对称性（T_1、T_2可采用对管），并把它们安装在同一散热器中，然后调节VR_1使$V_{ces_1}=V_{ces_2}$，就可使$v_1=V_0$，而且有比较好的稳定性。这种电子开关的重复频率可以高达每秒10^6个脉冲。

图4-3-2(b)是电子开关精密脉冲发生器的原理图。电子开关不能通过大电流，所以多不采用如图4-3-1(a)那样通过开关先给大电容充电然后放电的办法，而采用如图4-3-2(b)的接法。大电容由精密电压源通过电阻R和电位器VR充电到V_0，V_0由VR调节。在v_s持续时间t_W内电子开关闭合，将大电容C_1上的电压传送到输出端，所以v_1的波形是平顶的，其宽度

可通过改变v_s的宽度来调节，这是电子开关的一个优点。在水银开关中，由于利用机械振动，难以调节触点接通时间，不能像图4-3-2(b）那样产生宽度可调的精密幅度脉冲。电子开关精密脉冲发生器在输出前也加有可调的积分电路 R_1C_2，用来调节输出信号v_2的上升时间。v_2的下降时间则主要决定于时间常数R_2C_2。显然，输出脉冲的幅度和波形也与负载有关。又由于 T_1、T_2 的导通电阻比水银开关大，输出电压脉冲的上升时间不能做到非常小。

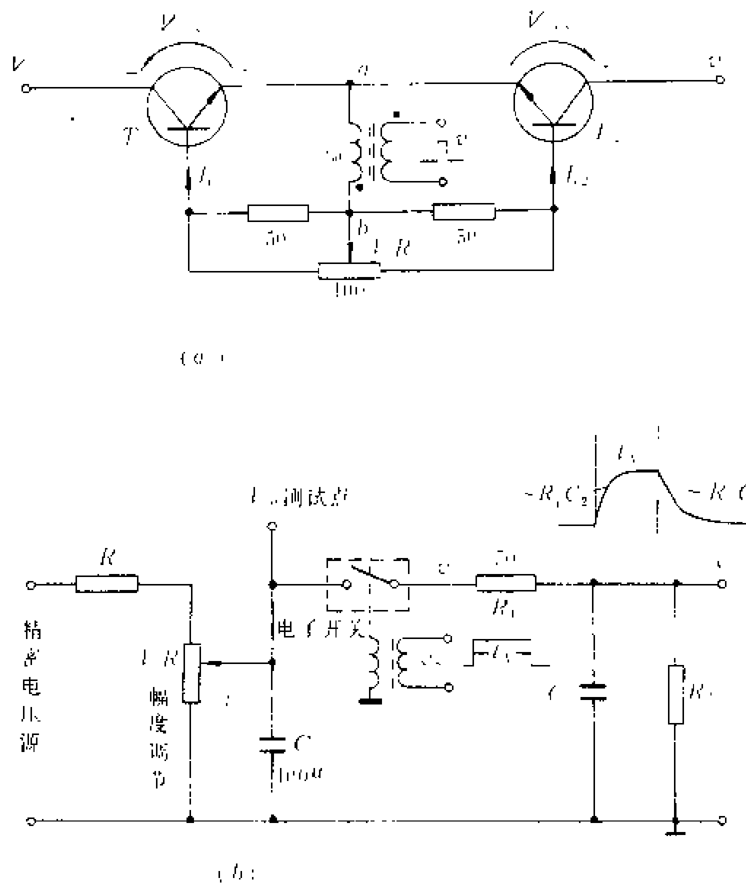


图4-3-2 电子开关精密脉冲发生器

(a）精密电子开关 (b）原理图

这种电子开关精密信号发生器的幅度稳定性可以达到0.003%/℃，48小时内漂移不超过0.03%；在输出电流不大于10mA时，v_2幅度和V_0的积分线性可好于0.01%；脉冲重复频率可以低到输出单次脉冲，高达每秒10^6个脉冲以上；还可以用随机信号来产生采样信号v_s，得到时间上统计分布的精密幅度脉冲信号。

4.3.3 滑移脉冲信号发生器

核物理实验中经常要测量能谱。在探测器将入射粒子能量转换成电流、电压脉冲信号后，测量能谱的工作就是分析脉冲幅度的工作，即用核电子学系统测定脉冲信号的幅度分布。为了检测电子学系统分析脉冲幅度的性能，常常需要白谱脉冲信号[1]。所谓白谱脉冲信号，就是幅度分布密度为常数的信号；在各种幅度V处，信号的分布密度 dn/dV 等于常数［图4-3-3(a)］。将这种信号输入到幅度分析系统，如果系统具有均匀分类能力，那么在一定测量时间

1）白谱——White spectrum.

内，各个幅度间隔 $H_m(m=0,1,2\cdots\cdots)$ 内的计数N应为

$$N=H_m\frac{dn}{dV}$$

每一个幅度间隔称为一道，H称为道宽。当H_m为常数时，测出的幅度谱$N=f(m)$的连线是一条水平线，如图4-3-3(b)。如果幅度分析系统幅度分类不均匀，例如第 i 道的道宽 H_i 大于平均值$\bar{H}$，第 $i+1$ 道的道宽 H_{i+1} 小于平均值$\bar{H}$，则第 i 道的计数就会偏多，第$i+1$道就会偏小[图4-3-3(c)]。所以，利用白谱信号可以检测幅度分析系统的分类均匀性。即可以检测微分非线性。

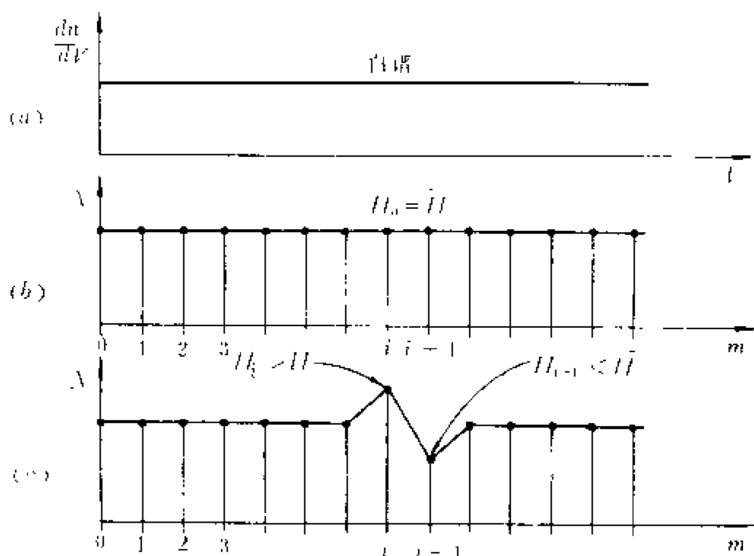


图4-3-3　幅度分析系统对白谱信号的分类

(a) 白谱信号的幅度分布　(b) 道宽均匀 ($H_m=\bar{H}$) 时的分类结果

(c) 道宽不均匀 ($H_i>\bar{H}>H_{i+1}$) 时的分类结果

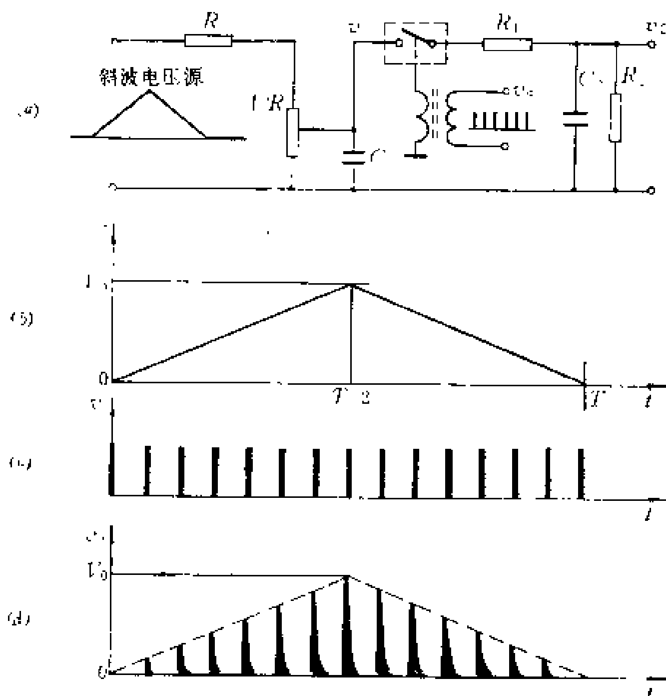


图4-3-4　滑移脉冲发生器的工作原理和波形

(a) 原理图　(b) 斜波电压　(c) 采样脉冲　(d) 输出滑移脉冲

目前常用滑移脉冲发生器来得到白谱信号。如图4-3-4(a)，将直线上升、下降的三角形斜波电压加到图4-3-2那样的精密脉冲发生器作为参考电压。经VR调节后的电压波形v如图4-3-4(b)。脉冲发生器的输出信号幅度就从小到大又从大到小地变化[图4-3-4(d)]，好像在滑移调节幅度的电位器一样。能产生这种脉冲序列的信号发生器称为滑移脉冲发生器[1]。如果斜波的升降是理想直线，最大值为V_o，最小值为零，周期为T，则电压滑移速率为

$$\frac{dV}{dt}=\frac{V_o}{T/2}$$

在脉冲的重复频率为f时，幅度分布密度为

$$\frac{dn}{dV}=\frac{T/2}{V_o}\cdot\frac{dn}{dt}=\frac{fT}{2V_o} \tag{4.3.1}$$

它与信号幅度V无关，是为白谱。

当$V_o=10\text{V}$，$T=50\text{s}$，$f=10\text{kc/s}$，幅度分布密度为每伏2500个脉冲。

当用平均计数率为$\bar{n}$的随机脉冲来对斜波采样时，得到的是随机滑移脉冲序列，其幅度分布密度的平均值为$\bar{n}T/2V_o$。

第四节　信号处理设备的插件化和标准化

如图4-1-1，核辐射信息经过信号处理系统处理和变换后，送到数据获取和处理系统。后者可能是一台多道分析器或者是一个以计算机为中心的数据处理系统。至于信号处理系统，则因处理任务的不同而千变万化。为了适应各种不同用途的需要，目前都把具有一定功能的信号处理设备按一定规范做成各种插件。用户可以用这些插件自行组合成所需的信号处理系统。信号处理设备的插件化、标准化，不仅因具有互换性而方便用户，而且也便于生产，降低成本。

信号处理插件的标准化是核子仪器标准化的一部分。曾用过的和现在通行的几种核子仪器标准化系列见表4.4.1。

表4.4.1　核子仪器标准化系列

标准化系列名称	确定年代	机械结构标准	供电标准	信号标准	数据传输标准	软件标准	主要使用器件
标准机架系列	1950	机架机箱	/	/	/	/	电子管
NIM 系列	1964	机箱插件	已定	已定	/	/	晶体管小规模集成电路
CAMAC系列	1969	机箱插件	已定	已定	已定	有	各种集成电路

核子仪器标准化的工作早在五十年代初期就开始了，随着电子科学、电子器件的发展，出现了不同的标准化系列。最早的是在1950年前后出现的一种"标准机架系列"。这种标准化系列仅仅对机箱宽度定了标准，规定机箱宽度为19英寸，几个机箱可以装在一个标准机架上。当时使用的器件主要是电子管，实现一、二种功能的电子线路就需要装在一个比较大的机箱

1）滑移脉冲发生器——Sliding pulser或Sliding pulse generator

里。这种电子仪器现在已经被淘汰了，但是机箱宽度为19英寸这个标准仍沿用至今。由于电子器件集成度不断提高，仪器体积不断缩小，目前小型化的机箱宽度也有小于19英寸的。

五十年代末，随着电子器件不断发展，晶体管的普遍使用，电子线路所占空间逐渐缩小，同时，核子仪器系统逐渐复杂多变。整块面板的箱式仪器已不适用，于是核子仪器开始向插件式发展。在1957年，英国原子能研究中心（AERE）研制了2000系列。把19英寸宽7英寸高的机箱面板分成5等分，做成一个机箱有5个独立插件的仪器系统。每个插件实现一、二种独立功能，各种插件可以灵活组合。1961年，欧洲核电子学标准化组织制定了ESONE标准。把19英寸宽的机箱面板分成6等分，做成一个机箱可容纳6个独立插件的仪器系统。但这些标准只是在一定地区使用，未在全世界推广。1964年，美国原子能委员会的核子仪器插件（AEC NIM）委员会公布了一个新的标准，即NIM标准。经过1966年到1974年的四次修改，NIM标准便确定下来，并组织了大量厂家按此进行生产，因而，得到迅速推广。1974年被国际电工委员会（IEC）承认并推荐为国际标准系列。我国加入了IEC后也执行此标准[1]。NIM标准仍采用19英寸宽的机箱。每个机箱可以容纳12个单位宽度的插件，一个单位宽度是1.388英寸，折合34.4mm。插件可以做成单位宽度的整数倍，插件高度有$8\frac{3}{4}$英寸和$5\frac{1}{4}$英寸两种，前者居多。插件和机箱通过一个42线的标准插头座联接，各种电源线包括在此插头插座中(附录三)。插件插入机箱后就与机箱内的各组电源接通。电源电压一般有三组：±24 V，±12 V，±6 V。有的只有±24 V，±12 V两组。电源组数和功率视机箱类型而有不同。

NIM标准不仅实现了机械结构、几何尺寸、电源电压和技术指标的标准化，而且还对输入输出信号电平做了规定。但是，NIM标准是在小型数字计算机大量普及以前制定的，没有考虑插件之间的大量数字信息的传递问题。因此，NIM插件一般适用于模拟信号处理系统。为解决数据收集和处理系统的标准化，六十年代末出现了CAMAC标准[2]。

CAMAC标准是欧洲核电子学标准化委员会于1969年公布的。1970年NIM委员会确认CAMAC系列为一种补充NIM系列的数据通道系统。1975年国际电工委员会（IEC）通过了CAMAC标准，并推荐作为一种国际仪器标准。CAMAC标准不仅在机箱、插件的机械结构、电源标准和信号电平等方面作出了规定，而且在信息传输方式、信号传送的硬件和软件方面也规定了标准。因而用CAMAC机箱和各种CAMAC插件，可以方便地组成大规模的以计算机为核心的在线系统[3]；进行物理实验的数据收集、传送、处理和物理实验过程的自动控制。在机械结构上，CAMAC机箱可以兼容NIM插件。CAMAC插件的面板高度和

---

1) AERE——Atomic Energy Research Establishment.
ESONE——European Standards on Nuclear Electronics.
ERDA——Energy Research and Development Administration.
AEC——Atomic Energy Commission.
IEC——International Electrotechnical Commission.
NIM——Nuclear Instrument Module.

2) CAMAC——Computer Aided Measurement and Control（有多种解释，此其一）.

3) 在线（on line）或称联机，指计算机参与数据收集和控制并同时进行数据处理。如计算机只处理物理实验后送入的数据，则称为离线（off line）处理。

$8\frac{3}{4}$英寸的NIM一样，都是221.5mm，宽度单位则为NIM的一半（17.2mm），深度比NIM大。所以NIM插件通过一个电源转接器可以插到CAMAC机箱中，和CAMAC插件一起使用；反之，CAMAC插件却不能插在NIM机箱中，这不只是因为NIM机箱深度小，而且还因为NIM机箱中没有CAMAC插件所需的数据总线和机箱控制器。

CAMAC标准现在不仅用于核物理和高能物理领域，而且已广泛用于各工业部门。由于微处理机和微计算机的大量投产，实验数据非得送到中心计算机才能处理的情况已发生改变。利用微计算机在现场对实验数据进行初步处理或对实验过程进行控制更为方便和经济。因此，七十年代末出现了许多以微计算机为基础的具有一定智能的物理分析仪器。例如带有微计算机的多道分析器可以在现场识别同位素，只是在更复杂的处理工作中才与中心计算机交换数据。这种由中心计算机和多个"卫星"——智能多道分析器组成的分布式系统是最新的核电子学能谱分析系统。在这种系统中，信号处理仪器仍用NIM标准。因而主要作为数据通道系统的CAMAC面临着一个需要进一步革新和发展的局面。现在已有一些带有微处理机的CAMAC自治系统和数据传送速度比原来的CAMAC标准提高一个量级的"快总线系统"。CAMAC系统在第十三章还要具体介绍。

目前除前置放大器要紧靠探测器而做成适宜的形状外，所有进行模拟量处理的设备，国内外都按NIM标准设计和生产。把模拟量变换成数字量的处理设备，有的按NIM标准制作，有的按CAMAC标准制作。做成CAMAC标准的，许多参数可通过机箱控制器由软件调节。

第五章　前置放大器

第一节　概　　述

5.1.1　前置放大器的作用

核辐射测量中，探测器输出的信号往往较小，需要加以放大再进行测量。探测器-放大器系统的连接方式如图5-1-1(a)所示，其中放大器又分为前置放大器与主放大器两部分。前置放大器的主要作用如下：

第一、提高系统的信噪比。

图5-1-1(a)中，在探测器与放大器连接处存在分布电容C_s。在第六章中将证明，C_s越小，则系统的信噪比越高。减小C_s的一个主要措施就是将放大器尽量靠近探测器以减小连接导线造成的分布电容。如果把整个放大器和探测器安装在一起，系统比较笨重，并且可能受到探测器周围条件的限制，例如空间太小、核辐射太强等，常不便放置或操作。因此往往将放大器分为前置放大器和主放大器。前置放大器的体积小，紧靠探测器并与探测器构成一个整体（称探头），这样就减小了C_s，提高了信噪比。主放大器则通过电缆和探头相连，仪器本身以及使用人员的工作条件也就摆脱了现场条件的限制。

第二、减小信号经电缆传送时外界干扰的影响。

前置放大器与探测器一起通常有良好的屏蔽，可以抑制外界干扰。前置放大器输出的信号沿电缆传送过程中受到干扰时，由于信号已经过放大，干扰对信号的影响相对减小。

为了减小外界干扰的影响，除了前置放大器要有良好的屏蔽以及足够的放大倍数外，在传送弱信号时，所用电缆也要有良好的屏蔽和噪声性能，必要时还需使用低噪声双层屏蔽电缆或双芯电缆[图5-1-1(b)]。后者要求主放大器为差分输入。

从噪声和干扰对有用信号的影响来说，在一般情况下，干扰的影响总可降至次要地位。

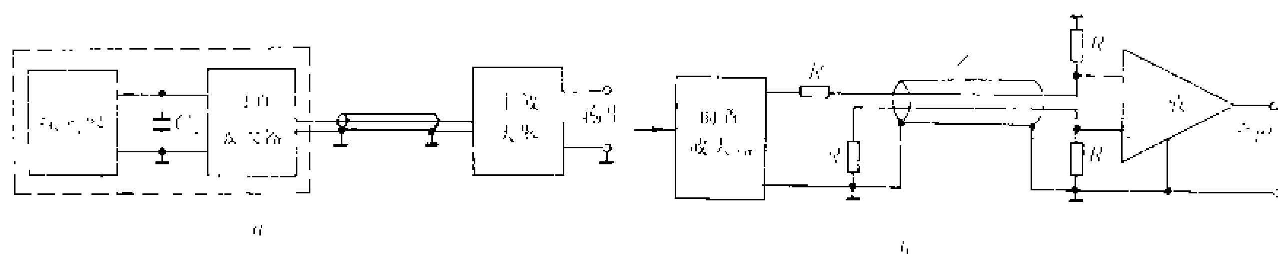


图5-1-1　核辐射测量中探测器-放大器系统的连接方式

(a)前置放大器与主放大器之间用一般电缆连接　(b)前置放大器与主放大器之间用双芯电缆连接。图中Z_0为电缆的特性阻抗，$R=Z_0$

5.1.2　前置放大器的分类

在能谱和时间测量系统中，前置放大器按输出信号所保留的信息特点，大致可以分为两类。一类是积分型放大器，包括电压灵敏前置放大器和电荷灵敏前置放大器，它的输出信号

幅度正比于输入电流对时间的积分，即输出信号的幅度和探测器输出的总电荷量成正比。另一类是电流型放大器，亦即电流灵敏前置放大器，它的输出信号波形应与探测器输出电流信号的波形保持一致；不过，探测器的电流信号往往非常快，由于受到前置放大器频带的限制，这时输出信号的变化速度相对较慢，两者之间实际上仍可能有显著差别。

强度测量中使用的放大器一般比较简单，本书从略。

电压灵敏前置放大器实际上就是电压放大器，如图5-1-2所示。图中i_i为探测器输出的电流信号，t_W为信号持续时间，$Q=\int_0^{t_W} i_i dt$为每个电流信号携带的总电荷量，C_D、C_A、C_s分别为探测器的极间电容、放大器的输入电容和输入端的分布电容；输入端总电容$C_i=C_D+C_A+C_s$。假设放大器是输入电阻极大的电压放大器，则输入电流信号i_i在输入端总电容C_i上积分为电压信号v_i，其幅度V_{iM}等于Q/C_i，与Q成正比。输入电压信号v_i由电压放大器进行放大，因此，输出电压信号的幅度V_{oM}也与Q成正比。

应当注意，当该放大器输入端的总电阻足够大时，不论探测器电流脉冲的形状如何，只要它们所携带的电荷量相等，放大器输出电压信号的幅度也相等，电流形状仅影响电压信号前沿的变化速度，而不影响其幅度V_{oM}与Q的正比关系。

图5-1-2电路中，输入端总电容C_i决定于C_D、C_A和C_s，它们不是稳定不变的。例如，放大器输入电容C_A可能由于输入级增益不稳定而变化；使用P-N结半导体探测器时，如偏压不稳定，则其结电容C_D将发生变化等等；这时C_i也就随之变化。当C_i不稳定时，输出电压幅度V_{oM}也不稳定，在能谱测量中，这将使系统的分辨率降低。在输入端并联大容量的电容器可减小输入总电容中不稳定因素的相对影响，然而，这将使信号幅度显著减小，系统的信噪比显著降低（后详）。所以图5-1-2这种电压灵敏前置放大器一般只适于稳定性要求不高的低能量分辨率系统。

图5-1-3是利用密勒积分器构成的前置放大器。其输出电压幅度V_{oM}有很好的稳定性，同

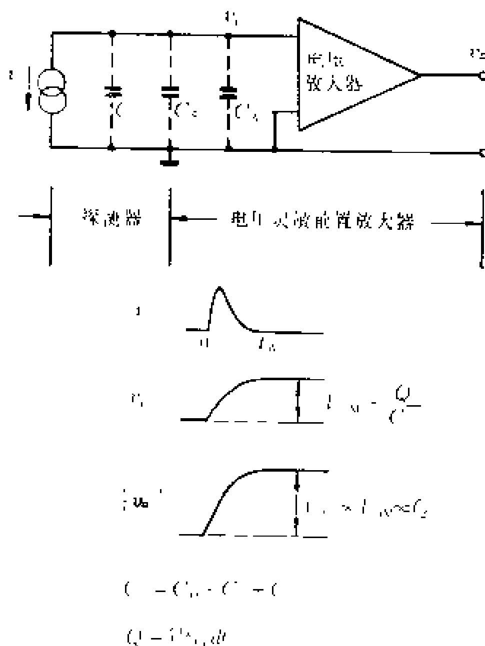


图 5-1-2　电压灵敏前置放大器

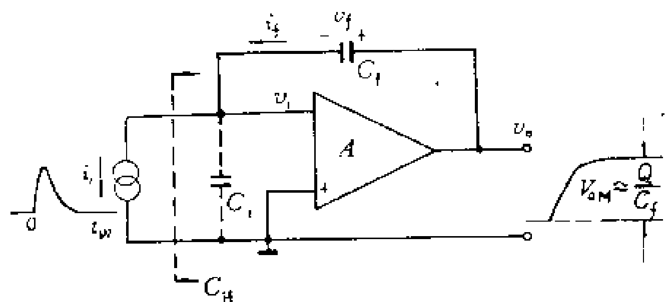


图 5-1-3　电荷灵敏前置放大器

时有较高的信噪比。图中C_f为反馈积分电容，C_i是不考虑C_f时输入端总电容。当输入电流信号$i_i(t)$时，输出电压v_o上升。设电压放大器的低频增益A_0足够大，使得C_f对输入电容的贡献$(1+A_0)C_f$远大于C_i，则输入电荷Q主要累积在C_f上。注意$A_0\gg 1$时输出信号电压幅度近似等于C_f上的电压V_f，则

$$V_{oM}\approx V_f\approx\frac{Q}{C_f}$$

实际上反馈电容C_f可以足够稳定，所以输出幅度V_{oM}反映了输入电荷Q的大小且与C_i无关。鉴于这一特点，我们将这种前置放大器称为电荷灵敏前置放大器。

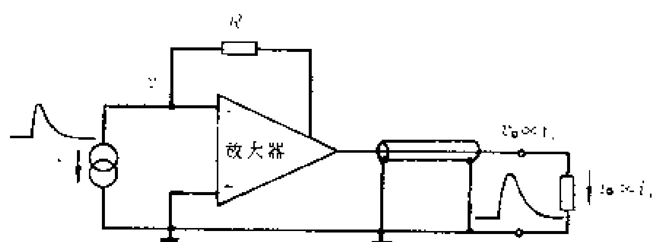


图5-1-4　电流灵敏前置放大器

电流灵敏前置放大器通常是一个并联反馈电流放大器，如图 5-1-4 所示，其输出电流（或电压）与输入电流成正比。这种形式的电流放大器的噪声较大，低噪声电流灵敏前置放大器将在本章第二节中讨论。

从电荷（或电压）灵敏与电流灵敏前置放大器两者输出信号保留的信息上看，其间并没有绝对的差别。例如，电荷灵敏前置放大器输出的电压经过一定的网络成形后，能够产生正比于探测器输出的电流信号[1]；而电流灵敏前置放大器输出信号既然与探测器输出电流信号的波形保持一致，自然也就保留了输入信号的全部信息，包括电荷信息。

第二节　电荷灵敏前置放大器

电荷灵敏前置放大器具有良好的低噪声性能，并且其输出信号幅度基本上不受探测器极间电容、放大器开环时输入电容和电压增益等参数稳定性的影响。目前高分辨率能谱测量系统中使用的几乎都是电荷灵敏前置放大器。

5.2.1　电荷灵敏前置放大器的工作原理

对于图5-1-3所示电荷灵敏前置放大器，不难看出，输出信号电压稳定值

$$v_o(\infty)=-A_0v_i(\infty) \tag{5.2.1}$$

式中$v_i(\infty)$为输入信号电压稳定值。输入电荷

$$Q=\int_0^{t_w} i_i dt \tag{5.2.2}$$

考虑到

$$Q=-v_i(\infty)C_i+[v_o(\infty)-v_i(\infty)]C_f$$

将（5.2.1）式代入上式，可得输出信号电压稳定值$v_o(\infty)$，亦即输出信号电压幅度

$$V_{oM}=v_o(\infty)=\frac{A_0Q}{C_{if_0}}=\frac{A_0Q}{C_i+(1+A_0)C_f} \tag{5.2.3}$$

其中

$$C_{if_0}=C_i+(1+A_0)C_f \tag{5.2.4}$$

[1] Joe Kenneth Millard, ORNL-TM-3252, 1971.

是电荷灵敏前置放大器低频等效输入电容。如果满足

$$A_0C_f \gg C_i + C_f \tag{5.2.5}$$

则

$$V_{OM} \approx \frac{Q}{C_f} \tag{5.2.6}$$

上式表明，当$A_0C_f \gg C_i + C_f$时，只要C_f保持恒定不变，不论C_i、A_0是否稳定，输出电压幅度对输入电荷的“放大倍数”都是稳定的。

应当注意，(5.2.4) 式中C_{if0}是低频区的等效输入电容；在高频区，例如分析放大器短时间过渡特性时，输入电容不具有C_{if0}的数值，而是比C_{if0}要小得多。此外，输入信号电压的稳定值$v_i(\infty)$一般不是信号v_i的幅度值V_{iM}，通常$v_i(\infty) \ll V_{iM}$，这与输出信号不同。以上结论可参看本章第三节。

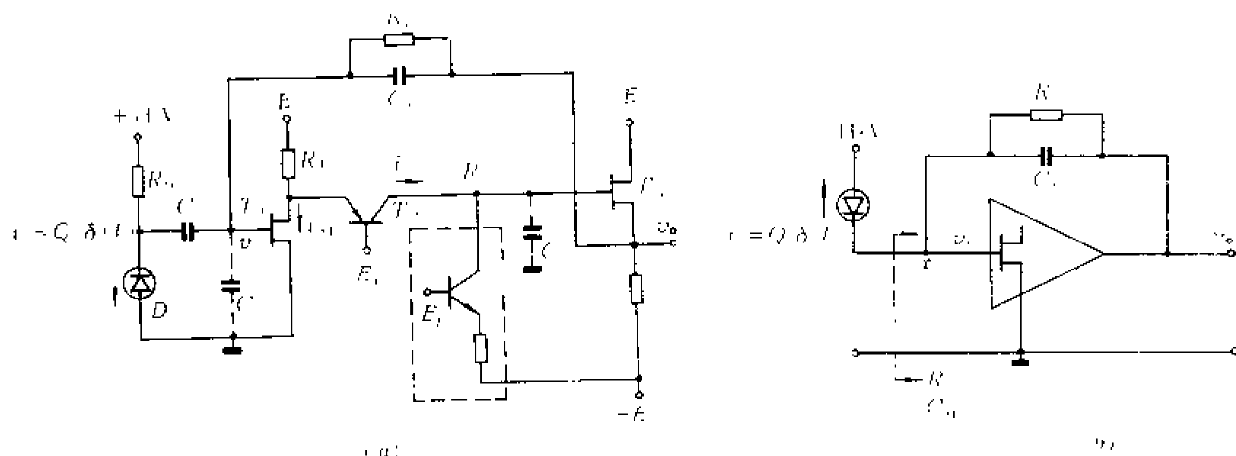


图5-2-1　电荷灵敏前置放大器

(a)交流耦合电路　(b)直流耦合电路

图5-2-1(a) 是电荷灵敏前置放大器的一种典型电路。半导体探测器D经过负载电阻R_D由高压电源H.V.供电。C为隔直流电容。R_f用来释放C_f上积累的信号电荷，并提供直流负反馈以稳定电路的直流工作点。R_a表示T_2管的等效动态负载电阻(主要决定于虚线框内恒流源的内阻和T_2管集电极输出电阻)。

这种电路的特点是：

(1) T_1管的等效负载小，所以第一级的电压放大倍数、输入电容小，开环输入端总电容C_i也就较小。因此，电路容易满足 (5.2.6) 式$V_{OM} \approx Q/C_f$所要求的条件：$A_0C_f \gg C_i + C_f$。

(2) 上升时间小，反馈深度大，稳定性好 (见5.2.4中关于上升时间的讨论)。

图5-2-1(b)中，探测器与电荷灵敏前置放大器采用直流耦合。以上两种偶合方式的优缺点在下面讨论。

5.2.2　电荷灵敏前置放大器的噪声

高分辨率能谱测量装置中，要求探测器-放大器系统具有良好的信噪比。下面结合半导体探测器和结型场效应管输入放大级构成的系统进行讨论。前者的应用范围广、固有能量分辨率好，后者的噪声小，所以这种系统在能量测量中具有典型意义。此外，在放大器中只考虑

前置放大器第一级产生的噪声，因为这些噪声得到后面各级的放大，往往起着决定性的作用。

1. 前置放大器的串联噪声和并联噪声

图5-2-2画出了探测器-前置放大器的信号和主要噪声源（参见第三章第二节）。按噪声源在电路中的位置，可分为并联电流噪声源和串联电压噪声源。

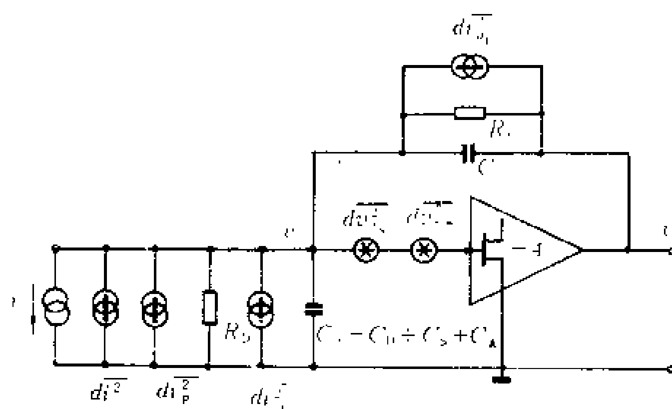


图5-2-2 探测器-前置放大器的信号和噪声

$d\overline{i_{DL}^2}=2eI_D df$ 探测器漏电流噪声

$d\overline{i_{R_D}^2}=\frac{4kT}{R_D}df$ 电阻R_D热噪声

$d\overline{i_{I}^2}=2eI_G df$ 场效应管栅极漏电流噪声

$d\overline{v_{TC}^2}=\frac{8kT}{3g_m}df$ 场效应管沟道噪声

$d\overline{v_{TF}^2}=\frac{A_f}{f}df$ 场效应管闪烁噪声

$d\overline{i_{R_f}^2}=\frac{4kT}{R_f}df$ 反馈电阻R_f热噪声

① 并联电流噪声源 图5-2-2中$d\overline{i_{DL}^2}$，$d\overline{i_{R_D}^2}$，$d\overline{i_{I}^2}$和信号源i_i是并联的。R_f的电流噪声$d\overline{i_{R_f}^2}$也可以近似看作和信号电流并联，因为放大器的输出阻抗通常很小。

② 串联电压噪声源 沟道噪声$d\overline{v_{TC}^2}$和闪烁噪声$d\overline{v_{TF}^2}$为等效在输入端的串联电压噪声源。为了和并联电流噪声源进行比较，可以将这种电压噪声源等效为与信号i_i并联的电流噪声源。

③ 串联噪声和并联噪声的等效关系 图5-2-3(a)的串联电压噪声$d\overline{v_s^2}$，按其对输出端的贡献，可以等效为图5-2-3(b)那样的并联电流噪声$d\overline{i_p^2}$。$d\overline{i_p^2}$和$d\overline{v_s^2}$的关系决定于电路型式和参数。在图5-2-2中，电阻R_D和R_f通常都高达$10^9\Omega$以上，和与之并联的电容的阻抗相比相差很大。例如，在后接滤波器的通频带下限频率为10kHz时，10pF电容在此频率下的阻抗才$10^6\Omega$量级。因此，在计算$d\overline{i_p^2}$与$d\overline{v_s^2}$的关系时，我们忽略这些电阻对电路阻抗的贡献。在图5-2-3中就只画出了起主要作用的电容C_i、C_f。设v_s、i_p、v_o的富氏变换的象函数相应为$V_s(\omega)$、$I_p(\omega)$、$V_o(\omega)$，对于图5-2-3(a)，考虑到x点为虚地，则

$$V_o(\omega)\frac{C_f}{C_i+C_f}-V_s(\omega)=0$$

即
$$V_o(\omega)=V_s(\omega)\frac{C_i+C_f}{C_f} \tag{5.2.7}$$

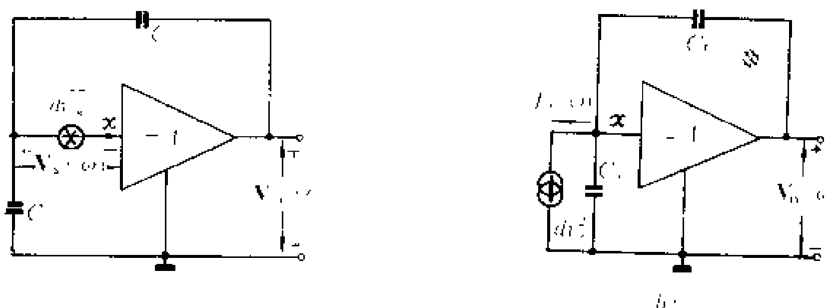


图5-2-3 串联电压噪声 $d\overline{v_s^2}$ (图a)
等效为并联电流噪声 $d\overline{i_p^2}$ (图b)

对于图5-2-3(b)，由于x点为虚地，$I_p(\omega)$几乎全流过C_f，所以

$$V_o(\omega)=I_p(\omega)\frac{1}{j\omega C_f} \tag{5.2.8}$$

由 (5.2.7) 和 (5.2.8) 式，得到

$$I_p(\omega)=j\omega(C_i+C_f)V_s(\omega) \tag{5.2.9}$$

对于噪声的均方值，按功率传输关系计算有

$$d\overline{i_p^2}=|j\omega(C_i+C_f)|^2 d\overline{v_s^2}$$

令

$$C_\Sigma=C_i+C_f$$

则

$$d\overline{i_p^2}=|\omega C_\Sigma|^2 d\overline{v_s^2} \tag{5.2.10}$$

由上式可知，串联电压噪声 $d\overline{v_s^2}$ 乘以 C_Σ 的电纳的模的平方，可等效为并联电流噪声 $d\overline{i_p^2}$。值得注意的是，这里 C_Σ 是并联在前置放大器输入端的不计及放大作用的总电容：

$$C_\Sigma=C_D+C_s+C_A+C_f \tag{5.2.11}$$

正由于它不计及放大器这个有源部件，所以C_Σ称为“冷电容”。也就是说，串联电压噪声和并联电流噪声之间的等效关系只和前放输入端的冷电容有关，而不必考虑反馈对输入电容的影响。前放的低频输入电容则为

$$\begin{aligned} C_{if_0}&=C_i+(1+A_0)C_f \\ &=C_D+C_s+C_A+(1+A_0)C_f \end{aligned} \tag{5.2.12}$$

应用 (5.2.10) 式，把图5-2-2中的串联电压噪声$d\overline{v_{Tc}^2}$、$d\overline{v_F^2}$分别等效为如下和i_s并联的电流噪声：

$$\begin{aligned} d\overline{i_{Tc}^2}&=(\omega C_\Sigma)^2 d\overline{v_{Tc}^2} \\ &=\frac{8kT\omega^2 C_\Sigma^2}{3g_m}df \end{aligned} \tag{5.2.13}$$

$$d\overline{i_F^2}=(\omega C_\Sigma)^2 d\overline{v_F^2}$$

$$=\frac{A_f}{f}\omega^2 C_\Sigma^2 df \tag{5.2.14}$$

2. 前置放大器中的a噪声、b噪声和c噪声

前置放大器输入端的各种噪声全等效为并联电流噪声后，要比较信号和噪声、或是比较各噪声在放大器输出端的大小，还要注意各噪声的功率谱有何特点。由图5-2-2和(5.2.13)，(5.2.14)式可以看出，根据并联噪声和频率的依赖关系，可将噪声分为三类，称之为 a 噪声、b噪声和c噪声。

a噪声——与ω^2成正比的输入并联电流噪声

$$d\overline{i_a^2}=d\,\overline{i_{Tr}^2} \tag{5.2.15}$$

b噪声——与ω无关的输入并联电流噪声

$$d\overline{i_b^2}=d\,\overline{i_{Dr}^2}+d\,\overline{i_{ir}^2}+d\,\overline{i_{R_D}^2}+d\,\overline{i_{R_f}^2} \tag{5.2.16}$$

c噪声——与ω成正比的输入并联电流噪声

$$d\overline{i_c^2}=d\,\overline{i_{TF}^2} \tag{5.2.17}$$

代入各噪声分量的表示式，整理得

$$d\,\overline{i_a^2}=a_i^2\omega^2 d\omega \tag{5.2.18}$$

$$d\overline{i_b^2}=b_i^2 d\omega \tag{5.2.19}$$

$$d\overline{i_c^2}=c_i^2\omega d\omega \tag{5.2.20}$$

其中

$$a_i^2=\frac{4kT}{3\pi g_m}C_\Sigma^2 \tag{5.2.21}$$

$$b_i^2=\frac{1}{2\pi}\left[2e(I_D+I_g)+\frac{4kT}{R_D//R_f}\right] \tag{5.2.22}$$

$$c_i^2=A_f C_\Sigma^2 \tag{5.2.23}$$

输入端总的并联电流噪声

$$\begin{aligned}d\,\overline{i_{ni}^2}&=d\,\overline{i_a^2}+d\,\overline{i_b^2}+d\,\overline{i_c^2}\\&=(a_i^2\omega^2+b_i^2+c_i^2\omega)d\omega\end{aligned} \tag{5.2.24}$$

以a、b、c输入并联电流噪声表示的等效电路画于图5-2-4(a)。

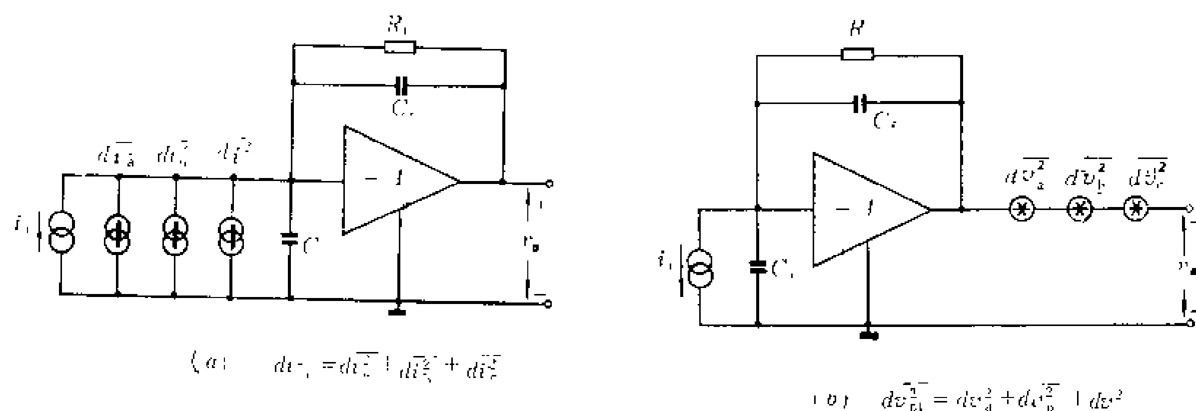


图5-2-4 电荷灵敏前置放大器的a、b、c噪声等效电路

(a)等效到前放输入端的a、b、c电流噪声 (b)等效到前放输出端的a、b、c电压噪声

由（5.2.15）式可知，a噪声只来源于图5-2-2中的串联噪声；b噪声只来源于图5-2-2中的并联噪声。所以在有的文献中就将a噪声称为串联噪声，将b噪声称为并联噪声。c噪声通常占的比例不大，可以忽略。

可以将前置放大器的 a、b、c 输入电流噪声等效为输出电压噪声。由于电荷灵敏前置放大器输出电压$V_o(\omega)$相对于输入电流$I_i(\omega)$的频率响应为$1/j\omega C_f$，所以等效到输出端的a、b、c电压噪声为

$$d\overline{v_a^2}=\frac{d\overline{i_a^2}}{(\omega C_f)^2}=\frac{a_i^2}{C_f^2}d\omega \tag{5.2.25}$$

$$d\overline{v_b^2}=\frac{d\overline{i_b^2}}{(\omega C_f)^2}=\frac{b_i^2}{\omega^2 C_f^2}d\omega \tag{5.2.26}$$

$$d\overline{v_c^2}=\frac{d\overline{i_c^2}}{(\omega C_f)^2}=\frac{c_i^2}{\omega C_f^2}d\omega \tag{5.2.27}$$

令

$$a^2=\frac{a_i^2}{C_f^2}\qquad b^2=\frac{b_i^2}{C_f^2}\qquad c^2=\frac{c_i^2}{C_f^2} \tag{5.2.28}$$

则

$$d\overline{v_a^2}=a^2d\omega\qquad d\overline{v_b^2}=\frac{b^2}{\omega^2}d\omega\qquad d\overline{v_c^2}=\frac{c^2}{\omega}d\omega \tag{5.2.29}$$

输出总电压噪声为

$$d\overline{v_{n1}^2}=\left(a^2+\frac{b^2}{\omega^2}+\frac{c^2}{\omega}\right)d\omega \tag{5.2.30}$$

这些等效噪声画于图5-2-4(b)。

5.2.3 电荷灵敏前置放大器的电路

1. 阻容反馈电荷灵敏前置放大器

图5-2-1中 C_f-R_f 构成反馈网络，这种型式的前置放大器称为阻容反馈或 C_f-R_f 反馈电荷灵敏前置放大器。

图5-2-5是上述前置放大器的一种实际电路。第一级 T_1 采用三个并联的场效应管，可降低噪声斜率（见5.2.4小节），接大电容探测器时总噪声小。接小电容探测器则用单个场效应管为宜。T_2是共基极放大管，T_3及有关电路为恒流负载。末级 T_4 至 T_7 组成两级互补射极输出器，用它来驱动后接负载时可改善输出正负信号（或正负沿）的过渡特性，并且减小负载对前置放大器开环放大倍数的影响。电路对正负信号均有较大的动态范围，可工作于较高的计数率。四个串联二极管和330Ω电阻设置末级静态工作点，并对 T_4 至 T_7 的基极-发射极电压进行温度补偿。T_6、T_7两管发射极通过电容C_2交流耦合。但是，当电路通过脉冲序列时，耦合电容C_2上会累积电荷而产生压降。若C_2的电压方向与图示的正方向相反，则累积电荷可通过T_6、T_7两管泄放；若 C_2 的电压方向与图示的正方向相同，而且很大，则T_6、T_7截止，C_2将通过两管发射极电阻(6.2k)缓慢放电。在 C_2 两端并联一个二极管D可限制 C_2 的正向电压，使电路迅速恢复。图中隔直流电容 C_1 接在 C_f 之右，比接在 C_f 之左要好。因为，C_1 接在 C_f 之左时，探测器输出电荷由 C_1 和$(1+A_0)C_f$串联后再与探测器电容C_D按比例分配，欲

增加分配给C_f的电荷比例，C_1的容量要大。而大容量电容器对地的分布电容也大，使信噪比降低。电路的静态工作点由电位器RV_1和RV调整。先调节RV，使场效应管工作于合适的漏极电压；然后调节RV_1，改变T_1管的漏极电流，从而改变输出电压，通过反馈改变T_1的栅极电位V_g。通常使V_g接近于零而小于零(如−0.1V)，这时场效应管的跨导大，噪声性能好。特别注意，调整必须在第一级高阻抗部分屏蔽良好的条件下进行，V_g不能用电压表直接测量，而量输出电压。因T_1管栅流很小，静态时输出电压和V_g是相等的。

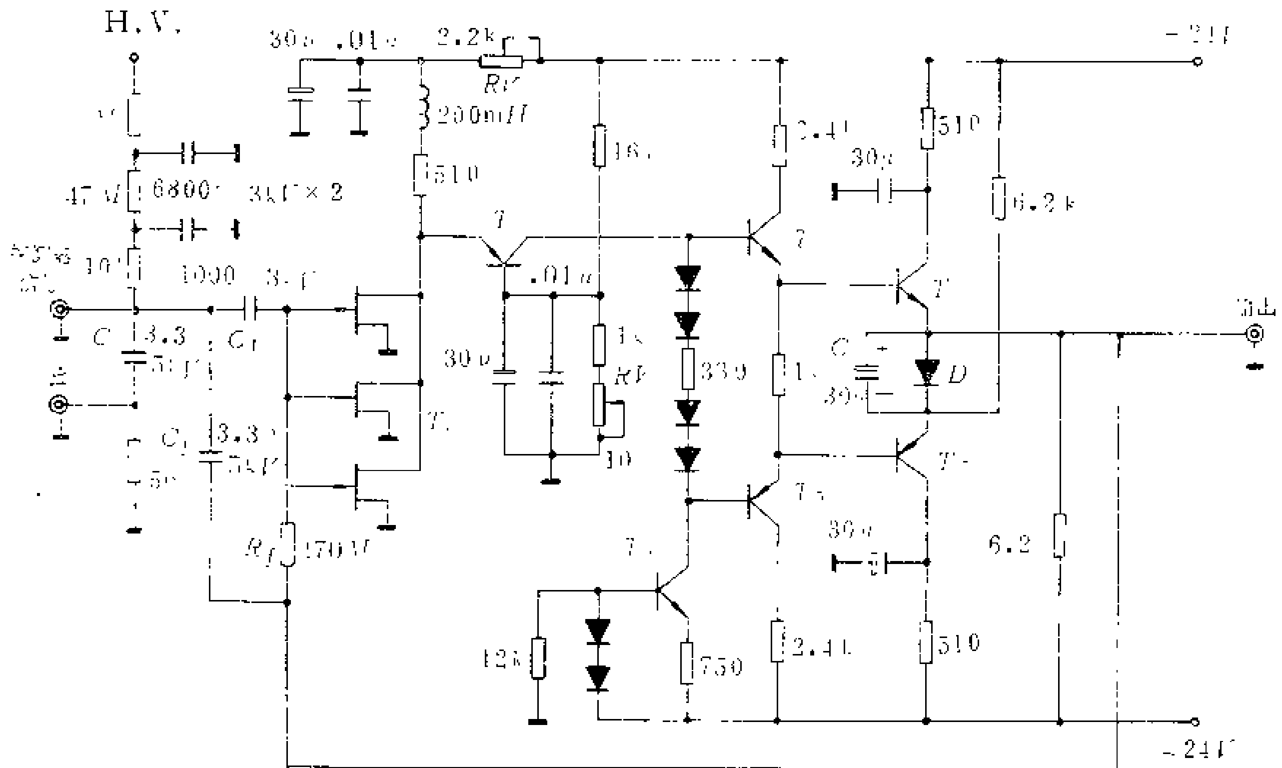


图5-2-5　阻容反馈电荷灵敏前置放大器的电路

T_1为3DJ9或2N4416，T_2、T_5为3CG15D，T_3为3DG11F，T_4为3DG4E，T_6为3DG12B，T_7为3CG21E，全部二极管为2CK13

低噪声电荷灵敏放大器的主要元件选择原则如下：

(1)放大管　必须选用低噪声管作为输入级放大管。目前低温运用的结型场效应管具有最低的噪声，即使在常温下它的噪声也比晶体管小得多。为了得到较低的噪声，还要在低噪声管子中进行筛选，例如，在几个或十几个管子中挑选出一个。3DJ9是性能较好的国产低噪声结型场效应管，国外常用2N4416、2N4393（美国）等。对于高分辨率的Ge(Li)、Si(Li)或HPGe（高纯锗）探测器，第一级放大管常处于低温状态，低温运用时不仅（5.2.21）式中T的数值小，而且（5.2.22）式中漏电流I_D、I_g也小。此外，场效应管的跨导g_m也与T有关，在某一低温区域，g_m比常温的大，例如大一倍左右[1]。理论和实验证明，半导体探测器与场效应管工作在低温状态下，可以显著地改善系统的噪声。所以，在高分辨率半导体能谱仪中，通常把它们一起用液氮冷却。由于场效应管的最佳工作温度一般在100—140K之间，

[1]E.Elad, ISPRA Nuclear Electronics Symposium, Euratom Report EUR 4289, p.21 (1969).

而液氮温度为77K，因此一般将场效应管安装在紫铜的冷指上，有时还采取辅助的温度控制措施，以减小其噪声贡献。

对于不同的电荷灵敏前置放大器，其输入级可以由漏极或源极输出；第二级可以采用高输入阻抗或低输入阻抗放大级。具体分析表明[1]，它们的噪声性能没有显著的差别。第二级放大管一般也选用低噪声管。

（2）反馈电容　反馈电容C_f的大小影响系统的分辨率。C_f大则噪声大；C_f过小，则反馈深度小，输出幅度稳定性变坏，两者均使系统的能量分辨率降低。实际上C_f常取0.1—几pF，并且要有很好的稳定性。可以选用高压陶瓷零温度系数电容器作为反馈电容，在容量很小时，例如0.1—0.2pF，常常利用两块小金属片或反馈线与输入级场效应管栅极引线之间的电容作为反馈电容。

（3）反馈电阻和探测器负载电阻　常用真空兆欧合成膜电阻或金属膜电阻，最好通过实验选用低噪声电阻，阻值一般不小于$10^9\Omega$。为了减小输入端的分布电容，反馈电阻的体积要小，并将其一端直接焊在场效应管栅极上。

（4）输入隔直流电容　必须选用漏电流小的电容，如聚四氟乙烯电容、云母电容等。

2．光反馈电荷灵敏前置放大器1)[2][3][4]

对于阻容反馈电荷灵敏前置放大器，反馈电阻R_f是产生噪声的主要因素之一，其噪声贡献比理论值还要大。可以考虑除去R_f以提高系统的能量分辨率，但这时必须设法释放反馈电容C_f上不断积累的信号电荷。否则C_f上的电压不断增加，前置放大器将进入非线性区而不能正常工作。

使C_f放电的一种方法是利用脉冲光电反馈，如图5-2-6所示。探测器每输出一个电流脉冲$Q\delta(t)$时，前置放大器的输出电压将增加Q/C_f。因为$R_f\to\infty$，所以每一个电压增量上升至最大值后基本上不变。这样，输出电压瞬时值V_o不断增加，当V_o达到施密特触发器上阈V_U时，触发器输出低电平，使原来截止的发光二极管LED导电发光。剥去外壳的场效应管在光的作用下，栅-沟道结反向电阻下降，栅流I_g增加，C_f遂通过这个电阻放电。C_f放电期间输出电压V_o下降。V_o降至施密特触发器下阈V_L时，触发器复原，输出高电平，LED截止，前置放大器重新进入工作状态。

电压V_o经微分和信号选通电路后，取出工作时间内的信号V'_o。恢复期间场效应管的栅流噪声对信号不产生影响。

利用光电反馈使C_f放电的方法最初是以连续方式进行的，与脉冲光反馈比较，这种电路的缺点很多，已较少使用。

3．漏反馈电荷灵敏前置放大器2)

这种电荷灵敏前置放大器也是利用场效应管的栅流I_g使反馈电容C_f放电，与光电反馈系统不同的是，栅流的大小由场效应管源、漏之间的电压V_{ds}控制。

如图5-2-7所示，N沟道场效应管栅极电流I_g与漏源间电压V_{ds}有关，当V_{ds}超过某一数

---

[1]G.Hahn, *Nucl. Instr. and Meth.*, **148**, 591 (1978).
[2]D. A. Landis et al., IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, **NS-18**, No.1, 115 (1971).
[3]D.A.Landis et al., IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, **NS-26**, No.1, 428 (1979).
1) Optoelectronic feedback charge sensitive preamplifier.
[4]薛镠栋等，核技术，第一期，28 (1980).
2) 漏反馈电荷灵敏前置放大器——Drain feedback charge sensitive preamplifier.

值后，I_g 随 V_{ds} 增加而很快增加。因此，可以通过 V_{ds} 控制 I_g 的大小。图 5-2-8是利用结型场效应管这一特性构成的漏反馈电荷灵敏前置放大器方框图[1]。

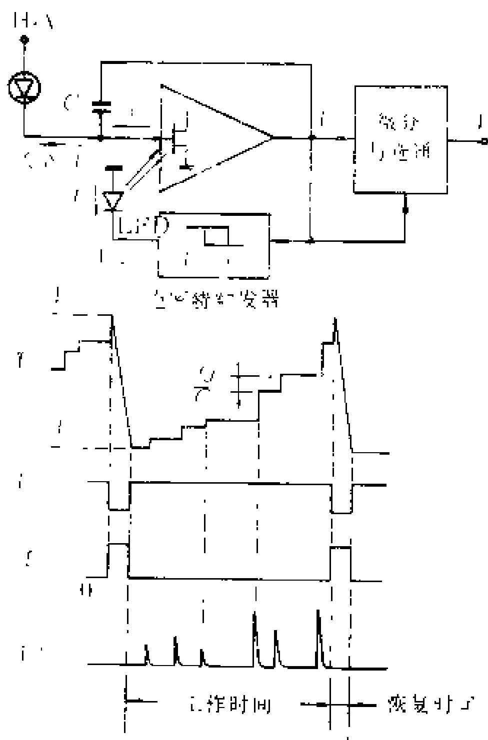


图5-2-6　脉冲光反馈电荷灵敏前置放大器

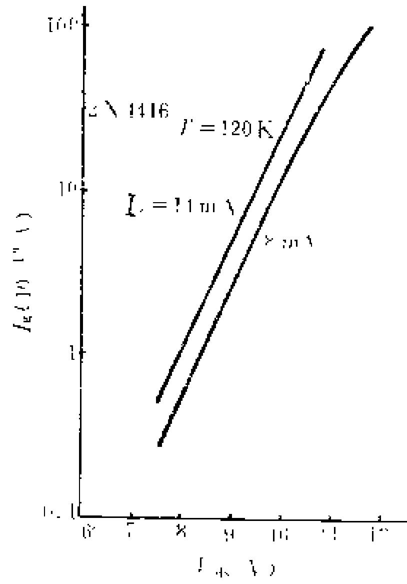


图5-2-7　场效应管的栅流与漏源间电压的关系曲线

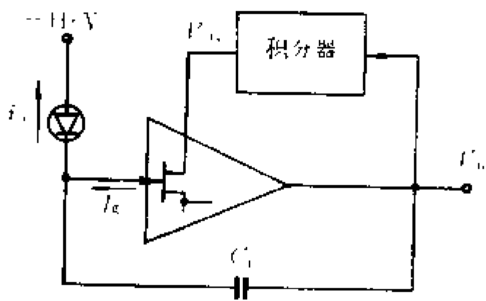


图5-2-8　漏反馈电荷灵敏前置放大器方框图

探测器输出的电流脉冲i_D在反馈电容C_f上不断积累电荷，放大器输出电压逐渐增长，此电压经积分后加至场效应管漏极上，使栅流 I_g 增加，从而使 C_f 上积累的电荷减少。当单位时间内 C_f 上积累的与释放的电荷平衡时，电路为动平衡状态。在计数率低时，栅流很小，因此分辨率可较高。

在计数率高时，栅流增加，电路的分辨率变坏。可以用类似脉冲光反馈的方法，以脉冲形式释放C_f上不断积累的信号电荷[2]。在工作期间，漏反馈电路断开，此时漏极电压较低，栅流很小，在射线作用下输出电压不断上升；当输出电压达到一定数值时，漏反馈电路接通，

[1]E. Elad, IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, **NS-19**, No.1, 403 (1972).
[2]C. Bussolati et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **156**, 533 (1978).

这时漏极电压较高，栅流较大，使 C_f 迅速放电，然后电路恢复至起始状态。与脉冲光反馈一样，这种脉冲漏反馈电路仅在工作期间取出信号，恢复期间内的栅流噪声对信号不产生影响。因此在计数率较高时，仍可获得良好的分辨率。

光反馈或漏反馈前置放大器的固有噪声线宽可以小到阻容反馈的几分之一。

5.2.4 电荷灵敏前置放大器的主要特性

1. 噪声

电荷灵敏前置放大器的噪声已在前面讨论，实际应用中对于前置放大器的噪声要求当然与具体情况有关。例如，在闪烁谱仪中，光电倍增管的输出信号和噪声都比较大，所以前置放大器本身的噪声影响常可忽略不计；利用半导体探测器作低能能谱测量时，由于探测器的输出信号幅度小、固有分辨率高，对前置放大器最主要的要求是噪声小。

由(5.2.21)—(5.2.24)式可知，探测器-前置放大器系统的噪声与 C_Σ 有关，即与探测器电容 C_D 有关。为了说明电荷灵敏前置放大器本身的特性，其噪声指标往往分两项给出，一项是零电容噪声，它表示前置放大器的固有噪声，即不带探测器、不外加电容时的噪声；另一项是噪声斜率，它定义为前置放大器输入端对地每外加 1 微微法的电容时噪声增加多少。噪声斜率用来估计在接上探测器时，它的极间电容对噪声的影响。对于半导体能谱仪用的前置放大器，噪声斜率一般为十几至几十 eV/pF。使用阻容反馈的，零电容噪声约几百 eV，使用光反馈或漏反馈的可小到100eV左右。

这里以eV表示的噪声都是指等效噪声能量线宽 $FWHM_{NE}$（参看图3-3-1)。其数值既和前置放大器的噪声源有关，也和主放大器中的滤波器有关。所以在具体给出某一系统的噪声线宽时，必需说明使用什么样的滤波器和多大的时间常数。另外，由于锗和硅的平均电离能不同，在给出半导体谱仪的噪声线宽时还应注明是对锗还是对硅探测器的。例如：CR-RC 成形，时间常数10μs，噪声线宽为200eV(Si)。

2. 变换增益[1]

当电荷灵敏前置放大器输入一定的电荷 Q 时，希望输出电压幅度 V_{oM} 较大，即 V_{oM}/Q 高。V_{oM}/Q 称为变换增益或电荷灵敏度，以 A_{cQ} 表示，

$$A_{cQ}=\frac{V_{oM}}{Q} \tag{5.2.31}$$

由(5.2.3)式，当 $A_0C_f \gg C_i+C_f$ 时，得到

$$A_{cQ}=\frac{V_{oM}}{Q}\approx\frac{1}{C_f}\text{[伏/库伦]} \tag{5.2.32}$$

由此可知 A_0 大时 C_f 可小，从而得到较大的变换增益，但 C_f 要有良好的稳定性。从噪声考虑也要求 C_f 小，在低噪声前置放大器中，这一点特别重要。

变换增益 A_{cE} 也可以定义为 V_{oM} 与给定探测器入射粒子能量 E 的比值，即

$$A_{cE}=\frac{V_{oM}}{E} \tag{5.2.33}$$

因为 $V_{oM}\approx Q/C_f$，$Q=eE/W$，其中 W 为探测器的电离能，e 为电子电荷，则由上式得

1） 变换增益——Conversion gain.

$$A_{cE}=\frac{e}{WC_f} \tag{5.2.34}$$

对于硅半导体探测器 $W=3.6\text{eV}$，当 C_f 为 1pF 和 0.1pF 时，A_{cE} 分别等于 44mV/MeV 和 440mV/MeV。

3. 电压增益和输出电压稳定性

（5.2.3）式表明，为了保证电荷灵敏前置放大器输出电压幅度 V_{oM} 正比于探测器的输出电荷 Q，而与增益 A_0 以及无反馈输入电容 C_i 无关，A_0 必须足够大。考虑到（5.2.3）式中如 $A_0C_f \gg C_i+C_f$ 以及 $C_i \gg C_f$，则在 A_0、C_i 分别变化时可得

$$\frac{dV_{oM}}{V_{oM}}=\frac{1}{A_0F}\,\frac{dA_0}{A_0} \tag{5.2.35}$$

$$\frac{dV_{oM}}{V_{oM}}=-\frac{1}{A_0F}\,\frac{dC_i}{C_i} \tag{5.2.36}$$

其中

$$F=\frac{C_f}{C_i+C_f}\approx\frac{C_f}{C_i} \tag{5.2.37}$$

为反馈系数，A_0F 为反馈深度。

为了改善 V_{oM} 的稳定性，A_0F 应足够大。从噪声性能考虑，C_f 取得很小，这时 F 也很小，所以 A_0 必须较高。例如，设 dA_0/A_0 或 dC_i/C_i 为 5%，$C_f=0.1\text{pF}$、$C_i=5\text{pF}$，要求 dV_{oM}/V_{oM} 为 1/1000，则 $A_0=2500$。当探测器的固有电容较大，即 C_i 较大时，若其他条件不变，A_0 应更高，通常 A_0 不小于几千。

对于图5-2-1(a)所示电路，如认为源极输出器 T_3 的传输系数为1，而且输入电阻足够大，并考虑到 T_2 的输入电阻远小于 T_1 的漏极负载电阻，则在不计电路的过渡过程(即 C_a 开路)时，输出电压

$$v_o=v_{g3}=i_{c_2}R_a=-i_{d_1}R_a=-g_mv_iR_a$$

或

$$V_{oM}=g_mR_aV_{iM}$$

式中 g_m 为场效应管 T_1 的跨导，R_a 为 T_2 的等效负载，V_{iM}、V_{oM} 分别为输入、输出电压的幅度。由上式得电压增益

$$A_0=\frac{V_{oM}}{V_{iM}}=g_mR_a$$

为了获得高的电压增益，R_a 必须很大。实际上 R_a 往往是图5-2-1(a)这种动态电阻很大的晶体管恒流负载，或是由自举电路构成的等效高欧姆负载，其值可达几十千欧。此外，可以在电路中再加入电流或电压放大级。

4. 上升时间

在能谱测量系统中，前置放大器输出信号的上升时间 t_{Ro} 变化时，经成形电路后，信号幅度也发生变化，因而使系统的能量分辨率降低（见第六章）。

t_{Ro} 与前置放大器本身的上升时间 t_R、探测器的电流脉冲持续时间以及探测器的极间电容有关。t_R 定义为前置放大器输入冲击电流 $Q\delta(t)$ 时，输出电压的上升时间。在一般情况下其值不超过几十毫微秒。

在实际测量中，通常利用电压信号经过一个小容量的检验电容来近似获得冲击电流信号$Q\delta(t)$。例如在图5-2-5中，将幅度为V_M、快速上升、缓慢下降的电压信号加至检验输入端，考虑到放大器输入电容远大于检验电容C_c，则近似在信号端注入电荷量等于$V_M C_c$的冲击电流信号。

下面分析图 5-2-1(a)中前置放大器的上升时间，即不考虑探测器及负载 R_D 情况下，输入$Q\delta(t)$时输出电压的上升时间。实际上R_f一般大于$10^9\Omega$，C_f不小于0.1pF，所以在几十毫微秒或更短的上升时间内，R_f可视为开路。反馈系数$F=C_f/(C_i+C_f)\approx C_f/C_i$。不考虑反馈时，上升时间为$2.2R_aC_a$，对于图示电路，当输入为冲击电流时，负反馈使输出电压上升时间减小至开环时的$1/(1+A_0F)$，所以上升时间

$$t_R=\frac{2.2R_aC_a}{1+A_0F} \tag{5.2.38}$$

实际上反馈深度 $A_0F\gg1$，而 $A_0=g_mR_a$，则

$$t_R=\frac{2.2C_a(C_i+C_f)}{g_mC_f} \tag{5.2.39}$$

设 $C_a=5\text{pF}$，$C_i=5\text{pF}$，$C_f=0.5\text{pF}$，$g_m=5\text{mA/V}$，$R_a=600\text{k}\Omega$，则

$A_0=g_mR_a=3000\quad F=C_f/C_i=0.1\quad A_0F=300\quad R_aC_a=3\mu\text{s}\quad t_R=22\text{ns}$

根据以上分析可以看出，图5-2-1(a)电路中的共基放大级虽然并不增大放大器的开环增益[1]，但加入共基放大级后，减小了开环输入电容C_i的数值，增大了反馈深度A_0F，从而改善了放大器输出电压的上升时间和输出电压幅度的稳定性。

输出信号上升时间的稳定性可由（5.2.39）式导出。例如分别考虑C_i和g_m变化时有

$$dt_R=t_R\frac{dC_i}{C_i} \tag{5.2.40}$$

$$dt_R=-t_R\frac{dg_m}{g_m} \tag{5.2.41}$$

dC_i/C_i、dg_m/g_m远小于1，只要t_R适当小，就可以保证t_R变化不大。例如$t_R<200\text{ns}$，则C_i、g_m变化时，$dt_R\ll200\text{ns}$，对系统能量分辨率的影响一般可忽略不计。

由（5.2.39）式可知，C_i越大则t_R越大，因此前置放大器接入探测器时，其极间电容将使放大器输出电压的上升时间增加。通常用上升时间斜率衡量这一影响，其定义为：放大器输入端电容每增加1pF时，上升时间增加多少，单位为ns/pF。

对于图5-2-1(a)这种电路，由于受到g_m和R_a的限制，上升时间及其斜率一般不小于几十ns和几ns/pF。为进一步减小它们的数值，可在电路中加入中间放大级。

5. 输入阻抗

对于图 5-2-1 所示阻容反馈前置放大器，前已说明，其低频输入阻抗决定于C_f、R_f和A_0：

低频输入电阻为

$$\frac{R_f}{1+A_0}$$

1） 图5-2-1(a)电路的开环增益$A_0=g_mR_a$。如果在图中除去共基放大级，第一级以R_a为负载，其开环增益仍为g_mR_a。

低频输入电容为

$$C_f(1+A_0)+C_i\approx A_0C_f$$

设$R_f=10^9\Omega$、$C_f=1\text{pF}$和$A_0=3000$，则低频输入电阻约330kΩ，输入电容约3000pF。我们曾经论述了这种电荷灵敏前置放大器的电荷灵敏度受探测器电容变化的影响甚小，但是这是在假设前置放大器为频带无限的理想放大器时得出的结论。实际上，前置放大器开环时的高频增益远小于低频增益，而且不为实数；输入的又是很窄的电流脉冲。在信号输入的短时间内，并不能用上两式来表示输入阻抗。假设输入电流是强度为Q的冲击，在冲击输入的瞬间，前置放大器输出电压还来不及变化，这时的输入电容应是C_f和C_i并联。通常$C_i>C_f$，所以电流冲击输入时，电荷主要贮存于C_i上。随后前置放大器输出电压以上升时间t_R变化，C_f上的电压降逐渐增大，电荷才逐渐从C_i转入C_f，直到输入端电压小到$Q/(C_fA_0)$时为止，输出电压才达到稳态值Q/C_f（暂不考虑R_f的放电作用）。以上的分析表明，在前置放大器存在一定上升时间时，就稳态情况下输出电压和输入电荷的关系而言，可以用低频输入阻抗来计算。但是，在输出电压信号的上升时间内，输入阻抗和低频时显然不同。我们来定量计算前置放大器的高频输入阻抗。

如图5-2-9，将前置放大器画为由理想的电压-电流变换器G、负载$Z_2=R_a//(1/sC_a)$、理想电压跟随器和反馈电路组成。电压-电流变换器又称跨导放大器，传递函数为G。前置放大器的低频增益为$A_0=GR_a$，开环频带仅决定于Z_2。在求输入阻抗时，C_i并联在输入端，我们先求出去掉C_i的输入阻抗Z_i'，然后与C_i并联而得总输入阻抗Z_i。这样，在图5-2-9中$I_f=I_i$，

$$\begin{cases}V_i-V_o=I_iZ_1\\V_o=-V_iGZ_2\end{cases}$$

解得

$$Z_i'=\frac{V_i}{I_i}=\frac{Z_1}{1+GZ_2}$$

$$=\frac{R_f/\!/\dfrac{1}{sC_f}}{1+G\dfrac{R_a}{sR_aC_a+1}}\tag{5.2.42}$$

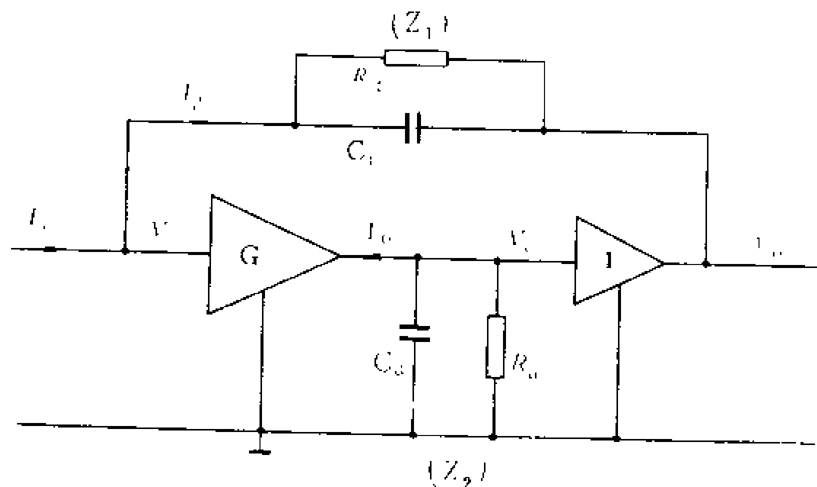


图5-2-9 用于计算输入阻抗的前置放大器简化电路

如$C_a \to 0$，
$$Z_i' = \frac{R_f /\!/ \dfrac{1}{sC_f}}{1+A_0}$$

即不计及C_i的低频输入阻抗。在$C_a \neq 0$时，为了简化计算，可设$R_f \to \infty$。因为R_fC_f通常达毫秒量级，在计算窄电流脉冲输入时的输入阻抗，可以这样近似。所以，(5.2.42) 式中$R_f \to \infty$时，

$$Z_i' = \frac{\dfrac{1}{sC_f}}{1+\dfrac{A_0}{sR_aC_a+1}}$$

为便于化简，先求Z_i'的导纳Y_i'

$$Y_i' = \frac{1}{Z_i'} = sC_f + \frac{sA_0C_f}{sR_aC_a+1}$$

$$= sC_f + \frac{1}{\dfrac{R_aC_a}{A_0C_f} + \dfrac{1}{sA_0C_f}} \tag{5.2.43a}$$

由此可以画出Y_i'的（亦即Z_i'的）等效电路，如图5-2-10(a)。Y_i'并联以C_i即得总输入导纳

$$Y_i = s(C_i + C_f) + \frac{sA_0C_f}{sR_aC_a+1} \tag{5.2.43b}$$

输入阻抗$Z_i = 1/Y_i$。

当输入电流为$i_i = Q\delta(t)$时，输入端的电压为

$$V_i = \frac{Q}{Y_i} = \frac{Q(sR_aC_a+1)}{s(C_i+C_f)(sR_aC_a+1)+sA_0C_f}$$

$$= \frac{Q\left(s+\dfrac{1}{R_aC_a}\right)}{(C_i+C_f)s\left(s+\dfrac{1+A_0F}{R_aC_a}\right)} \tag{5.2.44}$$

其中$F = \dfrac{C_f}{C_i+C_f}$，则由附录一公式11，

$$v_i = \frac{Q}{C_i+C_f}\left[\frac{1}{1+A_0F} + \frac{A_0F}{1+A_0F}e^{-\frac{1+A_0F}{R_aC_a}t}\right] \tag{5.2.45}$$

v_i的波形（不计及R_f的放电作用）画于图 5-2-10 中。

$$t=0, \quad v_i = \frac{Q}{C_i+C_f}$$

这是电流冲击$Q\delta(t)$ 在C_i和 C_f 上产生的电压。

$$t \to \infty, \quad v_i = \frac{Q}{C_i+C_f+A_0C_f}$$

这是稳态时的v_i值，即Q在图 5-2-10(a) 的三个电容上产生的电压。在 $A_0C_f \gg C_i+C_f$ 时，v_i的稳态值近似为 $Q/(A_0C_f)$。

(5.2.45) 式在$A_0F \gg 1$时，可近似为

$$v_i \approx \frac{Q}{C_i + C_f}\left(\frac{1}{A_0 F} + e^{-\frac{A_0 F}{R_a C_a}t}\right)$$

在 $t \leqslant 2.3\frac{R_a C_a}{A_0 F}$ 时，上式指数项的数值大于0.1，如果 $A_0 F$ 大于几百，v_i 还可近似为

$$v_i \approx \frac{Q}{C_i + C_f} e^{-\frac{A_0 F}{R_a C_a}t} = \frac{Q}{C_i + C_f} e^{-\frac{1}{\frac{R_a C_a}{A_0 C_f}(C_i + C_f)}t} \tag{5.2.46}$$

相当于将图5-2-10(a) 中的 $A_0 C_f$ 看作短路时得到的输入电压波形。在此条件下，高频输入阻抗可近似为阻容并联电路；即高频输入电阻

$$R_{if} \approx \frac{R_a C_a}{A_0 C_f} = \frac{C_a}{G C_f} \tag{5.2.47}$$

高频输入电容

$$C_{if} \approx C_i + C_f \tag{5.2.48}$$

在 $sR_a C_a \gg 1$ 时，从（5.2.43b）式也可得到 R_{if} 和 C_{if} 的上两近似式。高频时的输入电路时间常数

$$\tau_i = R_{if} C_{if} \approx \frac{R_a C_a}{A_0 F} = \frac{C_a}{GF} \tag{5.2.49}$$

得到以上三式的近似条件是 $A_0 F \gg 1$，$t \leqslant 2.3\tau_i$ 和 $\omega \gg \frac{1}{R_a C_a}$。实际电路中 τ_i 约为毫微秒量级，对于宽度为几十ns 的输入电流信号，可这样近似计算输入阻抗。（5.2.46）式用虚线画于图 5-2-10(b) 中，它是 v_i 高频成分的主要部分。上式在 $t \to \infty$ 时 $v_i \to 0$；实际上，$t \to \infty$ 时 $A_0 C_f$ 不能视为短路。在 $C_i + C_f$ 通过电阻 $\frac{R_a C_a}{A_0 C_f}$ 放电时，电荷储于电容 $A_0 C_f$ 上。故由图亦可看出 v_i 的稳态值应为 $Q/(C_i + C_f + A_0 C_f) \approx Q/(A_0 C_f)$，其值通常远小于 $Q/(C_i + C_f)$；但不为零。

$i_i = Q\delta(t)$ 时的 v_o 波形，(5.2.38) 式已经指出为上升时间等于 t_R 的指数前沿脉冲；其稳态值为 $A_0 Q/(C_i + C_f + A_0 C_f) \approx Q/C_f$，这里不再推导 v_o 的表示式。

当输入电流为宽度等于 t_W、面积等于 Q 的矩形脉冲时，根据卷积概念或阶跃响应是冲击响应的积分的概念，可以画出 v_i 和 v_o（图5-2-10b中的细线波形）；v_i 的上升时间常数近似为 τ_i，τ_i 相对于 t_W 的大小表示输入电流时间信息畸变的程度。v_o 前沿不是 i_i 的积分，表示输出信号前沿"携带"的时间信息同样有了畸变；对 v_o 进行微分不能得到形状和 i_i 同样的输出信号。

设 $C_a = 5$pF，$C_i = 5$pF，$C_f = 0.5$pF 和 $g = 5$mA/V，则 $\tau_i = 11$ns，$i_i = Q\delta(t)$ 时 v_o 的上升时间 $t_R = 24$ns。要使 τ_i、t_R 更小，需有增益更大的跨导放大器，而且其过渡过程必须比所需的 t_R 更小。以上分析中都假设 G 为理想跨导放大器，如 G 本身频带有限，时间信息的畸变还要大。

应当说明，在只测量粒子能量的系统中，只要求 v_o 的稳态值正比于 Q 和 t_R 远小于系统中所用滤波器的时间常数，对输入阻抗无特殊要求。这种系统的前置放大器通常紧靠探测器，信号不用电缆传送，不要求前置放大器有合适的输入阻抗匹配。但是，当前置放大器用于多丝室等位置灵敏探测器时，对输入阻抗就有要求，对 τ_i 也要求更小。这将在电流灵敏前置放大器一节中进一步说明。

6. 信号堆积、动态范围和最高计数率

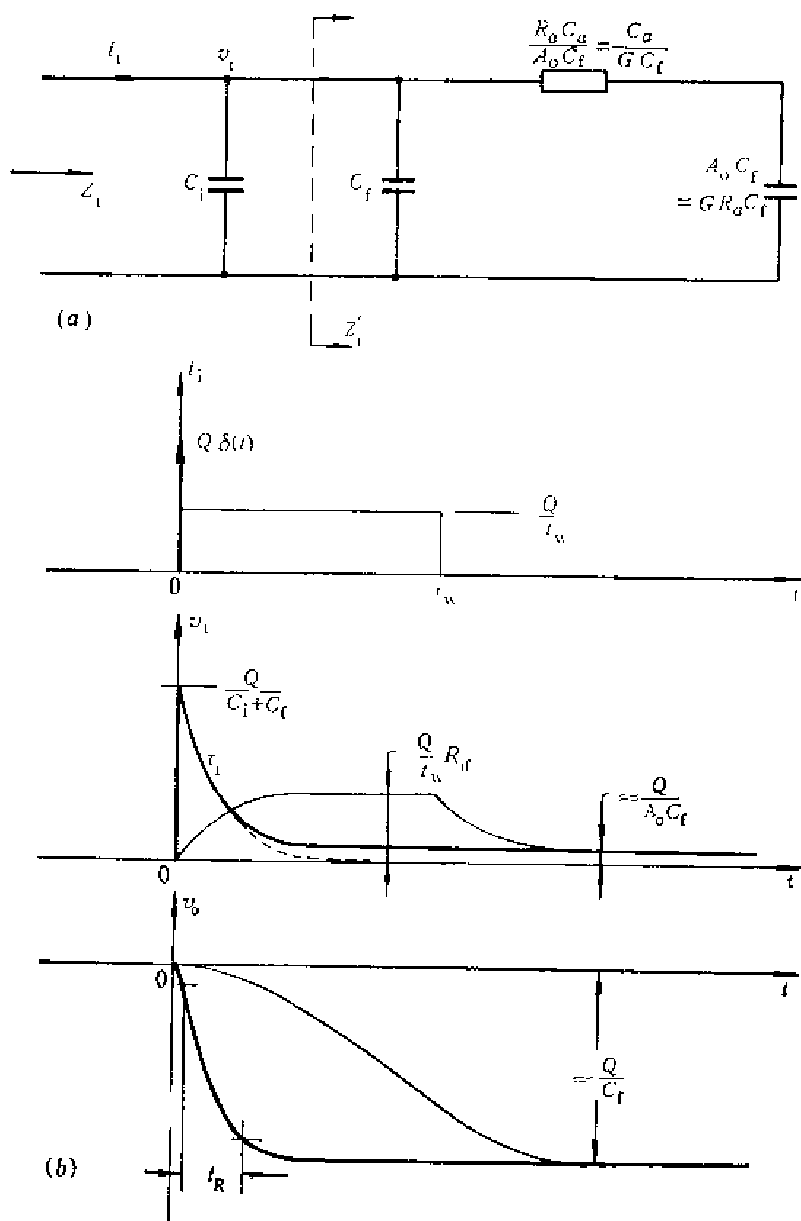


图5-2-10 前置放大器输入等效电路及有关波形
(a) 输入等效电路 (b)波形

电荷灵敏前置放大器输出信号的后沿衰减很慢，即使计数率不高，信号也会产生明显的"堆积"。图 5-2-1(b) 中，设静态时输出电压等于零，堆积后的输出电压瞬时值V_o如图5-2-11所示。不难理解，堆积效应使V_o增大，从而可能使前置放大器过载。下面分析图5-2-1(b)这种直流耦合阻容反馈电荷灵敏前置放大器的堆积特性；计算输出信号电压平均值$\bar{V}_o$及其均方偏差。

由于输出信号的前沿很快，后沿很慢，因此在分析堆积现象时，可以不计前沿的影响，即不计放大器开环时的积分时间常数。在考虑放大器的过渡特性时，x 点为虚地，输入电流$Q\delta(t)$流经 R_f-C_f支路，输出信号

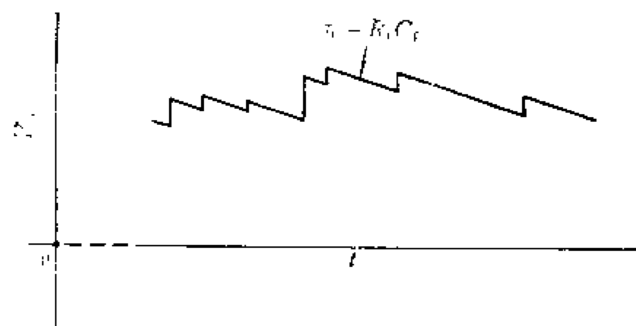


图5-2-11 直流耦合系统中，阻容反馈电荷灵敏前置放大器的信号堆积

$$v_o=\frac{Q}{C_f}e^{-t/\tau_f} \tag{5.2.50}$$

其中

$$\tau_f=R_fC_f \tag{5.2.51}$$

输出信号幅度

$$V_{oM}=\frac{Q}{C_f} \tag{5.2.52}$$

输出信号 v_o 以时间常数τ_f衰减。τ_f的数值很大，通常在毫秒左右或更大，例如，$R_f=5\times10^9\Omega$，$C_f=0.1-1\text{pF}$，则$\tau_f=0.5-5\text{ms}$。

设输入信号的计数率为 $\bar{n}$，每个电流脉冲的电荷量为Q，由（2.1.55）式，堆积的输出信号电压的平均值

$$\bar{V}_o=\bar{n}\int_0^{\infty}v_o dt=\bar{n}\tau_f V_{oM}\approx\bar{n}\tau_f\frac{Q}{C_f} \tag{5.2.53}$$

即堆积的输出信号电压平均值为单个输出信号电压幅度V_{oM}的 $\bar{n}\tau_f$ 倍。

由于探测器输出的脉冲在时间上是随机分布的，此输出电压信号瞬时值V_o围绕其平均值$\bar{V}_o$上下起伏，由（2.1.56）式，均方根偏差

$$\sigma=\left[\bar{n}\int_0^{\infty}v_o^2dt\right]^{1/2}=V_{oM}\sqrt{\frac{\bar{n}\tau_f}{2}}=\frac{Q}{C_f}\sqrt{\frac{\bar{n}C_f}{2}} \tag{5.2.54}$$

若计数率较高，即 $\bar{n}\gg\frac{1}{\tau_f}$，则电压$V_o$的分布近似于高斯分布，这时$V_o$落在$\bar{V}_o\pm\sigma$ 和$\bar{V}_o\pm2.6\sigma$范围内的概率分别为68%和99%。如果要求 99% 以上的信号得到线性放大，前置放大器的动态范围应不小于

$$\bar{V}_o+2.6\sigma=\left(\bar{n}\tau_f+2.6\sqrt{\frac{\bar{n}\tau_f}{2}}\right)V_{oM} \tag{5.2.55}$$

设$\bar{n}=10\text{kc/s}$、$\tau_f=1\text{ms}$，即 $\bar{n}\tau_f=10$，代入上式得$\bar{V}_o+2.6\sigma=16V_{oM}$，即动态范围应不小于单个输出信号幅度 V_{oM} 的 16 倍。如变换增益 $A_{cE}=440\text{mV/MeV}$，对于能量为 1MeV 的射线，当 $\bar{n}=10\text{kc/s}$ 时，动态范围要大于 7V。

由于信号堆积，图 5-2-1 这种阻容反馈电荷灵敏前置放大器要有足够大的动态范围，一般不小于几伏。动态范围表示在给定非线性失真下的最大输出幅度，常与微分或积分非线性同时给出。例如输出 ±5V 时，积分非线性小于0.1%。有时也用一定能量射线的最高计数率或者能量与计数率之积表示动态范围的大小[1]。例如，射线能量为6.4keV时，最高计数率不小于 100000 计数/秒。应当注意，对于整个能谱测量系统，最高计数率不只决定于前置放大器，还与主放大器的成形网络参数有关。

在探测器与前置放大器为交流耦合时［图 5-2-1(a)］，由于电容C的隔直作用，堆积的输出信号电压不存在直流分量，即其平均值为零。如果$\bar{n}\gg1/\tau_f$，则要求 99% 以上的信号得

---

1) 此乘积称为能量率（Energy rate）。

到线性放大时，前置放大器的动态范围应不小于±2.6σ。在$\bar{n}\gg 1/\tau_r$时，这一范围小于(5.2.55)式确定的动态范围。

对于脉冲光反馈或脉冲漏反馈前置放大器，信号堆积不会使前置放大器过载。但输入信号的计数率高时，探测器或前置放大器的某些特性，例如脉冲光反馈系统中场效应管栅流的光敏滞后效应，可能使系统的分辨率下降[1]。

国产FH1021(B)电荷灵敏前置放大器的主要特性如下：

变换增益（灵敏度）　对锗锂半导体探测器为170mV/MeV或3×10^{12}伏/库伦

噪声特性[1]　成形网络$CR=RC=3.2\mu s$时，FWHM(Ge)=1keV+0.3keV/pF

上升时间　外接电容为零时小于30ns

最大输出　±3V（积分非线性<0.2%，负载1kΩ）

5.2.5 噪声测量

在能谱测量中，前置放大器或探测器-前置放大器系统的噪声通常以噪声线宽表示。噪声线宽定义为噪声对谱峰半高宽的贡献。下面介绍国际电工委员会推荐的几种噪声测量方法[2]。

1. 根据噪声对信号幅谱的展宽测量噪声

这种测量方法的原理是：等幅度的信号输入待测装置时，其输出信号幅度谱的半高宽度相当于噪声线宽。测量装置如图5-2-12所示。

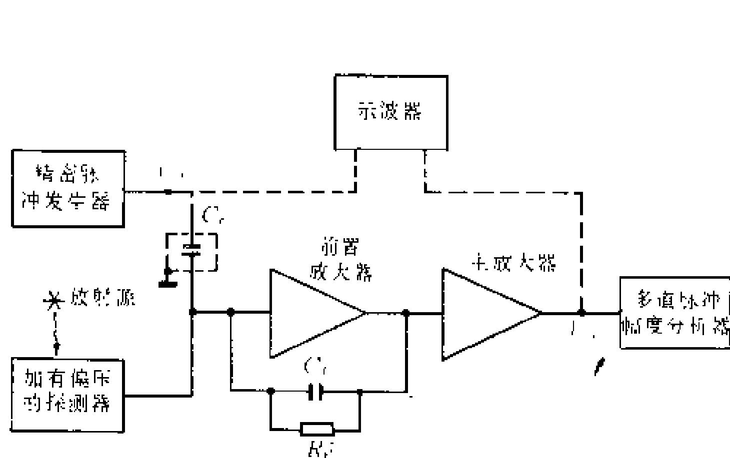


图5-2-12　测量噪声线宽的方框图

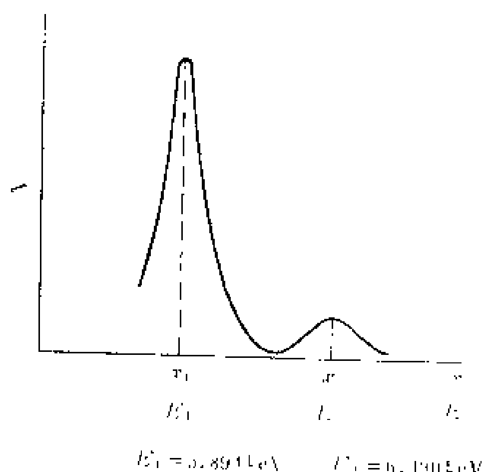


图5-2-13　^{55}Fe的信谱曲线

测量步骤如下：

① 标定多道脉冲幅度分析器[2]

选择适当的具有两个或两个以上能量的放射源，例如^{55}Fe(5.894keV，6.490keV)，由幅度分析器测出其幅谱（图5-2-13），计算出分析器每道相应的能量：$(E_2-E_1)/(x_2-x_1)$，式中x_1、x_2为相应峰中心道数。

[1] F. S. Goulding et al., IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, NS-25, No. 2, 896 (1978).

[2] International Electrotechnical Commission, Test procedures for amplifiers and preamplifiers for semiconductor detectors for ionizing radiation, Publication 340, 1979.

1) 参见第六章。

2) 多道脉冲幅度分析器见第十二章。

② 测量噪声线宽

移去放射源，由精密脉冲发生器输入固定幅度的信号。这时幅度分析器测得的幅谱（图5-2-14a）半高宽就代表了图5-2-12系统的噪声线宽，其大小主要由探测器和前置放大器的噪声决定。设半高宽占据的道数为$FWHM_x$，则图5-2-12系统的以能量为单位的噪声线宽

$$FWHM_{NE}=FWHM_x\frac{E_2-E_1}{x_2-x_1} \qquad (5.2.56)$$

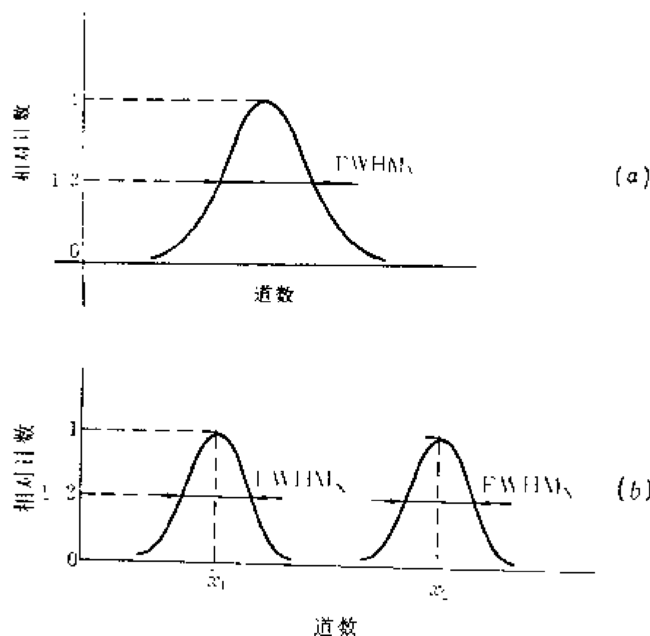


图5-2-14　由精密脉冲发生器输入信号时，测得放大器输出信号的幅谱

(a)输入固定幅度的信号时，
(b)输入两种不同幅度的信号时

为了保证测量精度，在标定幅度分析器和测量噪声线宽时，应调节好系统的增益和输入信号幅度，使每个峰的半高宽不少于一定的道数；每个峰的最高计数道的计数也要够高。国际电工委员会推荐的数据是：每个峰的半高宽至少要有20道，每个峰的最高计数道不少于10000个计数。一般取7—8道以及几千个计数。

如果要测量除探测器外的电子学系统的噪声，测量时应将探测器和前置放大器的连线断开。

图5-2-12中精密脉冲发生器输出的信号应满足以下要求：上升要够快，上升时间不大于主放大器中最短微分时间常数的20%；衰减要慢，在主放大器输出脉冲达到峰值时刻，衰减不超过其高度的2%。推荐的数据是上升时间小于20ns，衰减时间常数大于100μs。输入端定标电容器C_C最好选用三端型电容器，这种电容器有一屏蔽端，使用时接地。电容C_C一般安装在前置放大器内，其值可取1pF。

在给出噪声线宽$FWHM_{NE}$时，应说明探测器的材料以及主放大器中所用的成形电路及其参数。如果测量的是电子学系统的噪声线宽，则还应提供噪声与外接电容的关系曲线或关系式。

也可以不用放射源而用已校准的脉冲发生器测量噪声线宽。图5-2-12中，从脉冲发生器先后输出两种幅度V_{p1}、V_{p2}的脉冲，由幅度分析器测出相应的两个谱峰（图5-2-14b）。峰中心道x_1与x_2间每道所代表的输入电压等于$(V_{p2}-V_{p1})/(x_2-x_1)$；考虑到定标电容$C_C$远小于前置放大器的输入电容，则每道代表的输入电荷量为$\frac{(V_{p2}-V_{p1})C_C}{(x_2-x_1)}$。因此，以电荷为单位的噪声线宽

$$\mathrm{FWHM}_{Nc}=\frac{(V_{p_2}-V_{p_1})C_c}{x_2-x_1}\mathrm{FWHM}_x \tag{5.2.57}$$

探测器输出电荷Q与入射粒子能量E之间满足$Q=eE/W$，因此以能量为单位的噪声线宽

$$\mathrm{FWHM}_{NE}=\frac{W}{e}\mathrm{FWHM}_{Nc} \tag{5.2.58}$$

式中e为电子电荷，W为平均电离能。

2．用示波器和宽频带电压表测量噪声

将图5-2-12中幅度分析器代之以宽频带均方根电压表，在无信号输入时测量系统输出电压的均方根值为V_{no}，则以电压为单位的噪声线宽

$$\mathrm{FWHM}_{NV}=2.355V_{no} \tag{5.2.59}$$

为了得到以电荷为单位的噪声线宽，可用以下方法进行换算。在图5-2-12中，由脉冲发生器输入已知幅度V_p的信号，用示波器测量系统的输出电压幅度V_o，因这时输入电荷为V_pC_c，则

$$\frac{\mathrm{FWHM}_{NV}}{\mathrm{FWHM}_{Nc}}=\frac{V_o}{V_pC_c}$$

代入上式得

$$\mathrm{FWHM}_{Nc}=2.355\frac{V_p}{V_o}C_cV_{no} \tag{5.2.60}$$

也可由（5.2.58）式将FWHM_{Nc}换算为FWHM_{NE}。

测量用电压表的上限频率至少要为成形网络频率特性中心频率的10倍，以保证把放大器输出端各种噪声分量都包括在内。电压表的3dB带宽一般应在10MHz以上。应当注意，一般电压表响应于输入信号的整流平均值，并按纯正弦输入信号刻度为有效值。用这种电压表测量噪声时，其读数乘以1.13才是所测噪声电压的有效值。

当系统内有偏置放大器（或称阈放大器、切割放大器），只放大超过偏置电压的那部分信号时；或者系统内有基线恢复器，改变了噪声特性时（见8.3.5小节），无信号输出时的输出噪声不同于有信号输出时叠加在输出信号峰值附近的噪声，所以不能用电压表方法而只能用多道分析器方法测量噪声。

第三节　电压灵敏和电流灵敏前置放大器

5.3.1　电压灵敏前置放大器

电压和电荷灵敏前置放大器都用以提供探测器输出的电荷信息。一般说，后者的性能好但电路复杂。本节讨论电压灵敏前置放大器，这种结构的一个优点是，在要求不高的情况下，电路比较简单。

1．噪声

图5-3-1(a)是典型电压灵敏前置放大器的简化电路。与无反馈情况比较，反馈电阻R_1、R_2使系统的噪声增加。作为一个例子，我们比较电阻R_1的噪声$d\overline{v_{R_1}^2}$与场效应管沟道热噪声$d\overline{v_{Tc}^2}$的相对贡献。

图 5-3-1(b) 为考虑 $d\overline{v_{Tc}^2}$ 和 $d\overline{v_{R_1}^2}$ 时的等效电路。对噪声源 $d\overline{v_{Tc}^2}$，电路相应的频率响应

$$H_1(\omega)=\frac{V_o(\omega)}{V_{gg'}(\omega)}$$

由串联负反馈放大器的特性可知，当开环增益 V_o/V_{gs} 足够大时，输入电压与反馈电压近似相等。因此，在电压源 $V_{gg'}(\omega)$ 单独作用时

$$V_{gg'}(\omega)=V_o(\omega)\frac{R_1}{R_1+R_2}$$

$$H_1(\omega)=\frac{V_o(\omega)}{V_{gg'}(\omega)}=\frac{R_1+R_2}{R_1} \tag{5.3.1}$$

只考虑噪声源 $d\overline{v_{R_1}^2}$ 时，传输函数

$$H_2(\omega)=\frac{V_o(\omega)}{V_{s's}(\omega)}$$

同上所述

$$V_{s's}(\omega)=\frac{R_1}{R_1+R_2}[V_o(\omega)+V_{s's}(\omega)]$$

实际上 $R_1/(R_1+R_2)\ll 1$，所以

$$H_2(\omega)=\frac{V_o(\omega)}{V_{s's}(\omega)}=\frac{R_1+R_2}{R_1} \tag{5.3.2}$$

因此，$H_1(\omega)=H_2(\omega)$，而

$$d\overline{v_{Tc}^2}=\frac{8kT}{3g_m}df \tag{5.3.3}$$

$$d\overline{v_{R_1}^2}=4kTR_1df \tag{5.3.4}$$

当 $R_1=2/(3g_m)$ 时，这两个噪声源对输出噪声的贡献相等。设 $g_m=10\text{mA/V}$，则电阻 $R_1\ll 2/(3g_m)\approx 70\Omega$ 时，其噪声可忽略不计。但 R_1 不宜过小，因为在保证一定的反馈系数时，这将使 R_2、从而使放大器输出端总负载过小。一般说来，这类电压灵敏前置放大器的噪声要比电荷灵敏前置放大器的噪声大。

从理论上说，无反馈放大器可获得最低的噪声，实际上反馈对噪声的影响可以很小，并

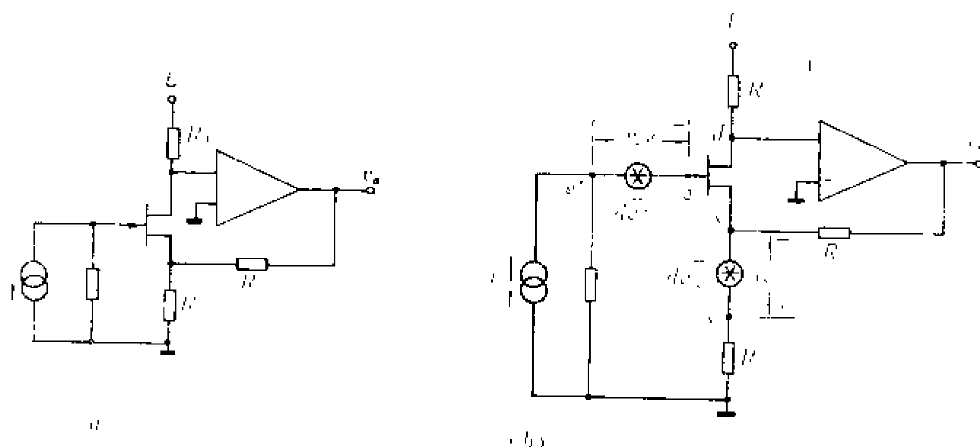


图 5-3-1　电压灵敏前置放大器

(a)简化电路　(b)沟道热噪声 $d\overline{v^2_{Tc}}$ 和电阻 R_1 热噪声 $d\overline{v^2_{R_1}}$ 的等效电路

能有效地改善放大器稳定性等方面的性能，所以通常总是使用具有反馈的前置放大器。

2. 电路

考虑到目前实际应用情况，仅结合一个具体例子作简单介绍。

图 5-3-2 所示是一种用于闪烁探测器的、跟随器形式的电压灵敏前置放大器，称为怀特射极输出器。与一般跟随器比较，这种电路加入了 T_2 放大级，所以它的传输系数更接近于1。此外，T_2、T_1 可相应对正向和负向信号提供较大的输出电流，故对任意极性的信号都有较好的过渡特性。

5.3.2 电流灵敏前置放大器

1. 应用

电流灵敏前置放大器对探测器输出的电流进行放大，实际上就是一个电流放大器。其应用举例如下：

① 获取精确的时间信息

在核辐射测量中，常常要确定核事件产生的时刻。可以利用探测器输出电流信号的前沿提供这种时间信息。由于信号一般很弱，需要先加以放大，这时往往使用电流灵敏前置放大器。与普通的电压放大器比较，电流放大器输出信号的前沿快，因而定时比较精确。

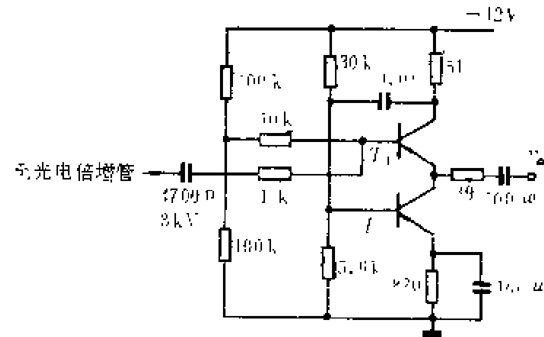


图5-3-2 电压灵敏前置放大器一例
——怀特射极输出器

② 用于高计数率或高本底情况下的强度测量系统

电流放大器输出信号的宽度窄，所以可工作在高计数率情况。如使用电压放大器，因其输入阻抗大，电流信号常被积分为宽度较大的电压信号，在计数率高时，堆积效应将使放大器过载。

③ 用于能谱测量系统

在能谱测量中，应对探测器输出的电流信号进行积分，这种积分通常直接由电荷或电压灵敏前置放大器完成。但有时希望先将电流信号放大，然后积分。例如，在高幅度本底脉冲下测信号能谱时，为了避免本底脉冲使放大器产生幅度过载，可在电流脉冲积分前利用选通技术选出有用信号。由于选通时要求信号有足够大的幅度，因此，往往要先对探测器输出的电流脉冲进行放大。此外，在高计数率小幅度本底脉冲情况下测能谱时，为了改善本底脉冲堆积对分辨率的影响，有时也在本底脉冲堆积前对电流信号放大、选通。

④ 其他

如利用带电粒子在探测器中产生的电流脉冲形状不同来鉴别粒子种类（例如鉴别质子与电子），以及研究探测器电流脉冲的形状等。

2. 基本要求

由上一节对于前置放大器输入阻抗的分析（图5-2-10）可以看出，要使放大后的输出信号较好地保持输入电流信号的形状，前置放大器输入端高频等效电路的时间常数必须足够小。即前置放大器的过渡过程要足够快。

另外，在信号经电缆或传输线输入时，还要求前置放大器的输入端能与电缆特性阻抗匹配。

在允许噪声比较大时，以上两要求都可以在输入端并联或串联合适的小阻值电阻器来实现。但是小阻值电阻并联噪声电流很大（3.2.7式）。因此需要能满足以上两要求的低噪声电流灵敏前置放大器。

3. 低噪声电流灵敏前置放大器

低噪声电流灵敏前置放大器目前常做成能同时提取时间信息和能量信息的。一种是以低噪声电荷灵敏前置放大器为基本电路，然后设法从其输出电压中用成形网络分离出时间信息。一种是以低噪声电压-电流变换器为基础得到输出电流，同时经过积分又可得到正比于输入电荷的信号幅度，即同时得到能量信息。

① 电荷灵敏-成形网络

电荷灵敏前置放大器噪声小，高频输入电阻可以通过改变（5.2.46）式的参数来调节，输出电压信号近似于输入电流的积分。可以如图 5-3-3 所示，将输出信号 v_2 通过成形网络（R_{sh}、C_{sh}）的 C_{sh} 和下级输入电阻 r 组成的微分电路，得到形状和输入电流相近的输出电流 i_o。r 通常很小（下一级也是电流放大器），不考虑 R_{sh} 时，$I_o=V_2sC_{sh}$，即 I_o 的时域波形 i_o 是 V_2 时域波形 v_2 的微分。

实际上，由于前置放大器输入电路有一定时间常数，v_i 的形状不完全和 i_i 相同，v_2 的前沿就不完全是 i_i 的积分（参看图 5-2-10 中细线波形）。在图 5-3-3 中，$g_mA_l=G$，设 $sR_aC_a\gg1$，则

$$\begin{aligned}
I_o&=V_2sC_{sh}\\
&=-I_{C_a}\frac{1}{sC_a}\,sC_{sh}=-V_iG\;\frac{C_{sh}}{C_a}\\
&=-I_iG\,\frac{C_{sh}}{C_a}\left(\frac{R_{if}}{1+sR_{if}C_{if}}\right)\\
&=-I_i\,\frac{C_{sh}}{C_f}\left(\frac{1}{1+sR_{if}C_{if}}\right)
\end{aligned}$$

在 i_i 是幅度为 I_{iM} 的阶跃电流时，

$$i_o=-\frac{I_{iM}C_{sh}}{C_f}\left(1-e^{-t/R_{if}C_{if}}\right) \tag{5.3.5}$$

可知这种电荷灵敏-成形网络结构的低噪声电流灵敏前置放大器，以 i_o 稳态值计的电流增益为

$$K_I=-\frac{C_{sh}}{C_f} \tag{5.3.6}$$

i_o 不为阶跃而以时间常数 $R_{if}C_{if}$ 过渡到稳态值，表示时间信息的畸变。对于一般电荷灵敏前置放大器，按前面例举过的参数，$R_{if}C_{if}$ 约一、二十毫微秒。用作电流灵敏前置放大器还应做得更快些。

以上分析的是图 5-3-3 的高频特性。就低频特性而言，输入的窄电流脉冲可近似为电流冲击。在输入电流脉冲结束后，输入电荷几乎全贮于 C_f；对于阻容反馈，C_f 上的电荷将经 R_f 缓慢放电，v_2 以大时间常数 R_fC_f 恢复到零。v_2 的变化又将通过 C_{sh} 在 r 上产生输出电流。但是输入电流已经结束，此时的输出电流对于电流放大器来说是一种畸变。如果输入的是正电流脉冲，v_2 为负脉冲。在 v_2 的前沿，输出所需的负电流脉冲。在 v_2 的后沿，输出的

是不需要的正电流。这一正电流可以通过和 C_{sh} 并联一个电阻 R_{sh} 来消除，因为负的 v_2 通过 R_{sh} 可以给 r 送入一个负电流。这一作用就是下一章要仔细分析的极零相消。这里仅从物理概念进行解释。当 v_2 处于峰值时，C_f 上的电压和 C_{sh} 上的电压大小相等（v_i、$i_o r$ 都远小于 v_2）；如果 C_f 经 R_f 放电时 v_2 变化的速度和 C_{sh} 经 R_{sh} 放电时 v_{sh} 的变化速度相等，回路 $R_{sh}C_{sh}$ 将不会有电流流过 v_2 节点和负载 r，i_o 为零。所以，为克服此电路低频过程中输出畸变电流，应取

$$R_{sh}C_{sh}=R_fC_f \tag{5.3.7}$$

图 5-3-3 电路的输入阻抗和一般电荷灵敏前置放大器一样，与后接成形网络 $R_{sh}C_{sh}$ 无关。即在输入信号电流的宽度小于 $2.3R_{if}C_{if}$ 时，

$$R_{if}\approx\frac{C_o}{GC_f} \quad \text{（即 5.2.47 式）}$$

$$C_{if}\approx C_i+C_f \quad \text{（即 5.2.48 式）}$$

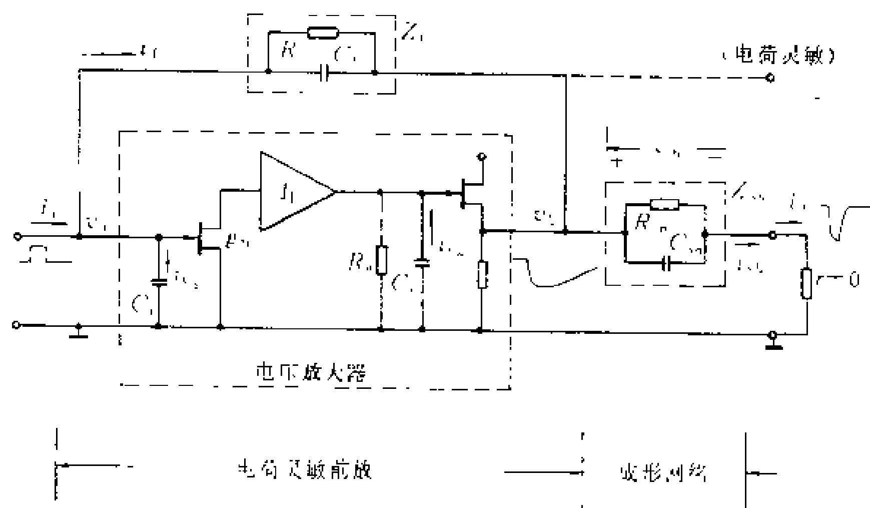


图5-3-3 电荷灵敏-成形网络结构的低噪声电流灵敏前置放大器

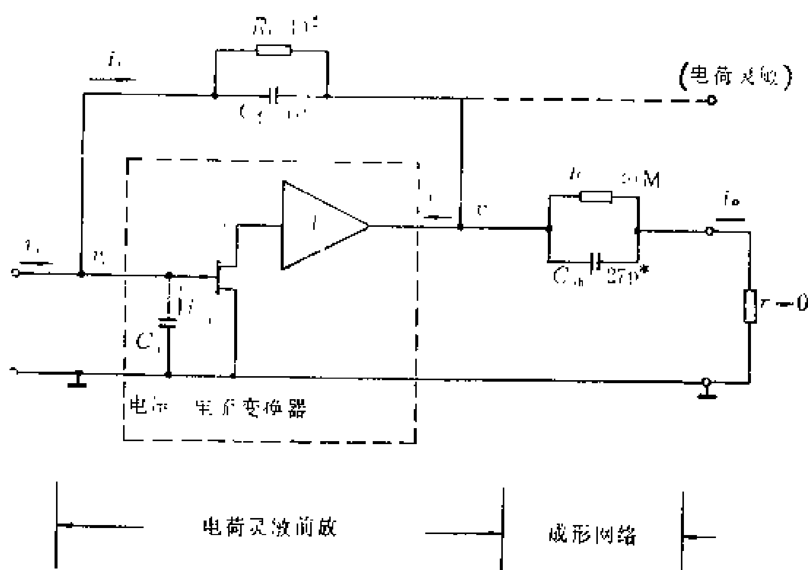


图5-3-4 电压-电流变换-成形网络结构的低噪声电流灵敏前置放大器

② 电压-电流变换-成形网络

图5-3-3的电路是由A_f的输出电流流过阻容并联电路R_aC_a产生电压，此电压一方面通过R_fC_f反馈，另一方面又加到另一阻容并联电路$R_{sh}C_{sh}$得到输出电流i_o。显然，这一过程可以简化：令A_f的输出电流直接流过$R_{sh}C_{sh}$，得图5-3-4所示之电压-电流变换-成形网络结构。和图5-3-3不同，v_2不仅决定于A_f的输出电流，还与i_f有关。但实际电路中为了有足够的电流增益，常取$C_{sh}\gg C_f$（5.3.6式）。则A_f的输出电流主要流过C_{sh}，i_f对v_2的影响可以忽略。v_i、v_2、i_o和i_i的关系大致和图5-3-3相同。以上是对图5-3-4所示电路的近似分析。在$R_{sh}C_{sh}=R_fC_f$时，仔细计算图5-3-4所示电路可得到很有意思的结果。因为图5-3-4中

$$V_i - V_2 = I_f Z_1$$
$$V_2 = (I_f - V_i G) Z_2$$

式中$Z_1 = R_f/(sR_fC_f+1)$，$Z_2 = R_{sh}/(sR_{sh}C_{sh}+1)$，$G = g_m A_f$，$g_m$是场效应管的跨导。在不考虑$C_i$时，$I_f = I_i$，则

$$Z_i' = \frac{V_i}{I_i} = \frac{Z_1 + Z_2}{1 + GZ_2}$$

$$= \frac{\dfrac{R_f}{(sR_fC_f+1)} + \dfrac{R_{sh}}{(sR_{sh}C_{sh}+1)}}{1 + G\dfrac{R_{sh}}{(sR_{sh}C_{sh}+1)}} \tag{5.3.8}$$

令$A_0 = GR_{sh}$，当$R_{sh}C_{sh} = R_fC_f$时，

$$Z_i' = \frac{R_f + R_{sh}}{(sR_{sh}C_{sh} + 1 + A_0)}$$

$$= \left(\frac{1}{C_f} + \frac{1}{C_{sh}}\right)\frac{1}{\left(s + \dfrac{1+A_0}{R_{sh}C_{sh}}\right)} \tag{5.3.9}$$

考虑到$Z_i = Z_i' // \dfrac{1}{sC_i}$，则

输入电容为

$$C_{if} = \frac{C_fC_{sh}}{C_f + C_{sh}} + C_i \tag{5.3.10}$$

输入电阻为

$$R_{if} = \frac{R_{sh}(C_f + C_{sh})}{(1 + A_0)C_f} \tag{5.3.11}$$

值得注意的是，以上计算我们仅设$R_{sh}C_{sh} = R_fC_f$，没有对频率范围作任何限制，因而所求得的Z_i'适用于任何频率。也就是说，图5-3-4电路无论是在高频或是低频范围内，只要$R_{sh}C_{sh} = R_fC_f$，其输入阻抗都是简单的阻容并联电路$R_{if}C_{if}$。

如果$C_{sh}\gg C_f$，$A_0\gg 1$，上三式近似为

$$Z_i' \approx \frac{1}{sC_f + \dfrac{GC_f}{C_{sh}}} \tag{5.3.12}$$

$$R_{if}\approx\frac{C_{sh}}{GC_f} \tag{5.3.13}$$

$$C_{if}\approx C_i+C_f \tag{5.3.14}$$

把这里的 C_{sh} 看作图 5-3-3 中的 C_a，所得结果和图 5-3-3 所示电路在高频时得出的结果一样。也就是说，图 5-3-4 所示电路在满足条件 $R_{sh}C_{sh}=R_fC_f$ 和近似条件 $C_{sh}\gg C_f$、$A_0\gg1$ 时，输入阻抗的表示式（无论高频的还是低频的）和图 5-3-3 的高频输入阻抗表示式一样。

很容易证明，如果图 5-3-4 中不满足 $R_{sh}C_{sh}=R_fC_f$，则仅在高频范围内输入阻抗是阻容并联电路；并且在 $C_{sh}\gg C_f$ 时可用（5.3.12)—(5.3.14)式表示。如果图 5-3-3 中 $R_aC_a=R_fC_f$，输入阻抗也可以在高低频范围内都为阻容并联电路；并且在 $A_0\gg1$时可由（5.2.47)、(5.2.48）式表示。

当前置放大器输入阻抗在高、低频范围都是恒定的阻容并联电路时，易于对各种宽度输入电流脉冲都实现输入端的阻抗匹配。但是要实现条件 $R_aC_a=R_fC_f$（图 5-3-3）或 $R_{sh}C_{sh}=R_fC_f$（图 5-3-4)。在 R_f 数值很大时，要求 R_a 和 R_{sh} 很大，A_I 的输出阻抗也必需很大。

另外，由于电流增益的绝对值$|K_I|=C_{sh}/C_f$，由（5.3.13）式得

$$R_{if}\approx\frac{|K_I|}{G} \tag{5.3.15}$$

在G一定时，图 5-3-4 所示电路的电流增益和输入电阻不能独立调节；而图 5-3-3 所示电路可以，调 C_a 可调 R_{if}，调 C_{sh} 可调 K_I。

图 5-3-4 的 v_2 输出端也可作为电荷灵敏输出端，因为它的输出波形和图 5-3-3 的 v_2 相当。不过，为了避免下级负载对 $R_{sh}C_{sh}$ 的影响，v_2 宜经过一级高输入阻抗的电压跟随器再输出（图中未画出）。

有关这两种结构的低噪声电流灵敏前置放大器的进一步分析，可参看资料[1][2]。

4. 匹配终端和冷阻

（1）匹配终端

当前置放大器的输入信号经过电缆或传输线输入时，常要求前置放大器是一个匹配终端。由（5.2.47）或（5.3.13）式，可以通过改变电路参数来调节输入电阻，使 R_{if} 等于电缆或传输线的特性阻抗Z_0。但是在R_{if}的式中，$G=g_mA_I$，g_m 是输入级场效应管的跨导，是一个难于预定而且不稳定的参数。为了使 R_{if} 稳定并且易于调到所需数值，资料[3]在跨导放大器中引入了负反馈来稳定G。如图 5-3-5 所示，其跨导

$$G=\frac{i_2}{v_i}\approx\frac{1}{R} \tag{5.3.16}$$

则

$$R_{if}\approx R_1\frac{C_{sh}}{C_f} \tag{5.3.17}$$

按图中参数，R_{if} 的调节范围超过50—300Ω。更重要的是，上式中的 R_{if} 主要决定于无源器

[1] J. K. Millard, ORNL-TM-3252, 1971.
[2] J. K. Millard et al., IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, NS-19, No.1, 388, 1972.
[3] E.Gatti et al., IEEE *Trans. Nucl.Sci.*, NS-25, No.1, 66 (1978)

件，因而比较稳定，也易于调节。

此电路的反馈电阻 R_1 会使输入端的噪声有所增加；但是R_1仅5Ω，其噪声与场效应管的沟道热噪声相比可以忽略（参看对5.3.3式和5.3.4式的讨论）。

此电路的输出电压 $v_I \approx i_2(R_1+R_2)$，是电流灵敏输出端的信号，不过以电压信号方式输出。输出电压 v_Q 则为电荷灵敏输出端的信号（图中未画出 R_{sh} 和电压跟随器隔离级）。

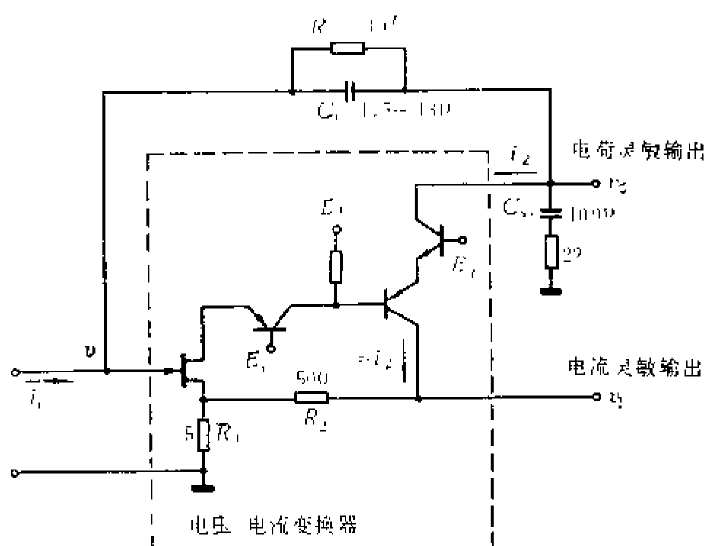


图5-3-5　具有稳定输入电阻的低噪声电流灵敏前置放大器原理图

（虚线框内的三个端点由合适的电源或通过分压器供电）

C_{if} 的存在会引起终端失配，可以串联一个电感 L_t 来补偿。如图5-3-6所示，L_tC_{if} 组成一节仿真线，其通频带上限频率为

$$f_h=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_tC_{if}}} \tag{5.3.18}$$

设这一节仿真线的特性阻抗从 L_t 端看是Z_T，从 C_{if} 端看是Z_π。根据仿真线的理论，在 $f<f_h$ 的范围内，Z_T、Z_π皆为实数，即为纯阻。

$$Z_T=\sqrt{\frac{L_t}{C_{if}}}\sqrt{1-\left(\frac{f}{f_h}\right)^2} \tag{5.3.19}$$

$$Z_\pi=\sqrt{\frac{L_t}{C_{if}}}\ \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{f}{f_h}\right)^2}} \tag{5.3.20}$$

在 $f\ll f_h$ 时，Z_T、Z_π 近似等于$\sqrt{L_t/C_{if}}$。因此，这一节仿真线只有在 $f\ll f_h$ 时可以接近匹配。在此条件下选取

$$L_t=Z_0^2C_{if} \tag{5.3.21}$$

就可以避免 C_{if} 引起的传输线终端失配。

设$Z_0=100\Omega$，$C_{if}=10\text{pF}$，则 L_t 应取0.1μH。此时 $f_h=160\text{MHz}$。如果信号频带低于40MHz（对应于上升时间不小于10ns），Z_π、Z_T和Z_0的偏差不超过±3.3%。如果信号频带上限高到80MHz，此偏差就要高达±15%。所以利用L_t来补偿C_{if}，频带受到一些限制。

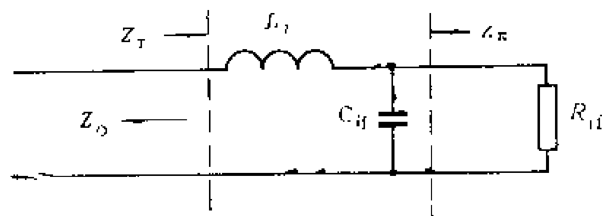


图5-3-6　利用串联电感补偿输入电容以避免失配

（2）冷阻

为了使传输线在终端匹配，当信号幅度比较大时，可以采用普通电阻器作为匹配电阻。在信号幅度很小时，普通电阻器的噪声必须考虑。由（3.2.7）式，普通电阻的并联噪声电流可表示为

$$d\overline{i_R^2}=\frac{4kT}{R}df$$

电缆和传输线的特性阻抗一般为几十欧到几百欧。如采用小阻值的电阻作为匹配电阻，并联噪声电流将很大，在输入信号电流很小时信噪比将很低。利用前置放大器的高频输入电阻 R_{if} 作匹配电阻，由于它不是一个实在的电阻，其噪声只决定于前置放大器本身。如下面要证明的，在一定条件下噪声比实在的电阻器小得多。从等效噪声考虑，R_{if} 好象是一个处于很低温度下的普通电阻器，故称之为冷阻或电子冷阻。

前置放大器的主要噪声源是 a 噪声和 b 噪声。对于电流灵敏前置放大器及其后接电流放大系统，由于用来放大宽度很窄的电流脉冲，系统的通频带通常较窄而中心频率很高，沟道热噪声起主要作用；因为沟道热噪声的等效输入并联噪声电流与频率的平方成正比。由（5.2.13）式，

$$d\overline{i_{Tc}^2}=\frac{8kT(\omega C_\Sigma)^2}{3g_m}df$$

在信号经终端匹配的电缆或传输线输入到前置放大器时，探测器的电容不包括在 C_Σ 中，所以 $C_\Sigma=C_i+C_f=C_{if}$。在忽略其他噪声成分时，$d\overline{i_{Tc}^2}$ 就是 R_{if} 的等效并联电流噪声。设一个阻值 R 等于 R_{if} 的实在电阻器，在温度为 T_e 时具有与 $d\overline{i_{Tc}^2}$ 相等的噪声频率分量。则

$$\frac{4kT_e}{R_{if}}df=\frac{8kT(\omega C_{if})^2}{3g_m}df$$

得

$$T_e=\frac{2}{3g_m}R_{if}(\omega C_{if})^2T \tag{5.3.22}$$

由图 5-2-10 知，在输入矩形电流脉冲时，前置放大器输入端电压的上升时间常数为 $\tau_i=R_{if}C_{if}$，即前置放大器的通频带上限角频率为 $\omega_h=1/(R_{if}C_{if})$。如在此频率处来计算 T_e，上式成为

$$T_e=\frac{2T}{3g_mR_{if}} \tag{5.3.23}$$

如果 $R_{if}=150\Omega$，$g_m=10\text{mA/V}$，则 $T_e=0.44T$。在室温为 300K 时，$T_e=132\text{K}$。也就是说，在要求 $R_{if}=150\Omega$ 和场效应管的 g_m 能达到 10mA/V时，就前置放大器频带上限处的噪

声功率谱密度而言，电子冷阻的噪声仅相当于同样阻值的实际电阻器在 132K 时的噪声。在更低的频率处，冷阻的等效温度更低。就包括后接放大器在内的整个系统的输出噪声均方值而言，冷阻的等效温度与系统的滤波器频带有关。

低噪声电流灵敏前置放大器的系统大都用于处理时间信息，频带中心频率比能量信息处理系统高。沟道噪声起主要作用。对R_f所产生的噪声电流的限制可以适当放宽。也就是说，电流灵敏前置放大器的反馈电阻可以取得比电荷灵敏前置放大器小些。例如图5-3-5 中 $R_f=10^7\Omega$。由此也可知，低噪声电流灵敏前置放大器的噪声线宽一般比电荷灵敏前置放大器的宽。

低噪声电流灵敏前置放大器的应用和具体电路，可参阅以上所列资料及本页资料[1]。

[1] V.Radeka, IEEE *Trans.Nucl. Sci.*, NS-21. No.1, 51 (1974)

第六章　滤波和成形

从前置放大器输出的有用信号通常混杂噪声和干扰。对于幅度分析系统，信号处理电路的一个重要作用就是通过滤波来提高信号噪声比[1)]（简称信噪比）。信号通常具有确知的形状，而噪声却是随机变化的，所以信号噪声比定义为

$$\text{信噪比}=\frac{\text{信号的峰值}}{\text{噪声的均方根值}}$$

滤波器的作用是在频域里尽可能地滤去噪声的各频率成份，尽可能地保留信号的各频率成份。在信号频谱和噪声频谱重迭或部分重迭时，存在一种最佳的滤波器频率响应，使滤波后的信噪比最佳。

滤波器既具有一定的频率响应，就必然具有一定的冲击响应。因而在时域里，滤波器能使输出信号具有一定的波形，称为信号的成形。反之，在时域里将信号成形为某种形状，也就意味着在频域里进行了某种滤波。在核电子学中，除了从提高信噪比着眼要求信号具有一定形状外，其它方面对信号波形还有一定要求。例如在高计数率时，希望信号波形比较窄而减少信号的重迭；在幅度分析时，希望信号顶部较平面便于测准幅度；在时间分析时，希望信号的边沿较陡而使定时准确。因此，一个好的滤波器或成形电路还要兼顾这些要求。本章主要研究幅度分析系统的滤波和成形。首先从提高信噪比出发，在频域里分析滤波器的原理和特性，然后在时域里分析成形为不同波形时可能引起的信息畸变。关于时间分析系统对滤波和成形的要求，在第十章里进行讨论。

第一节　滤波器概述

6.1.1　线性系统的最佳滤波

1．最佳滤波原理

根据信号和噪声的不同频谱，理论上可以求出一种最佳滤波器[1]，使信噪比最大。尽管理论上的最佳滤波器有时是不可能实现的，但是，我们可以使实际系统尽量地接近它。更重要的是，在理论上它指出了信噪比的极限，以此为标准可以对实际滤波器的性能作出评价。

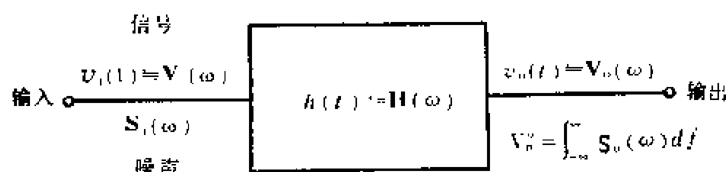


图6-1-1　时不变线性系统

1）信噪比——Signal to Noise Ratio.

[1] V.Radeka, *Nucl. Instr. and Meth.*, **52**, 86 (1967).

图6-1-1所示为时不变线性系统。输入信号 $v_i(t) \doteq V_i(\omega)$，输入噪声（平稳随机过程）功率谱密度为 $S_i(\omega)$，信号和噪声线性迭加，彼此间独立无关；输出信号 $v_o(t) \doteq V_o(\omega)$，输出噪声功率谱密度为 $S_o(\omega)$。为了获得最大信噪比，求此系统作为最佳滤波器时应有的频率响应和冲击响应。

由富氏反变换公式得到

$$v_o(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)V_i(\omega)e^{j\omega t}d\omega$$

由（2.3.46）式知输出噪声的均方值

$$V_n^2=\int_{-\infty}^{\infty} S_o(\omega)df=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}|H(\omega)|^2 S_i(\omega)d\omega$$

设 $v_o(t)$ 的峰值发生在 t_M，则输出信噪比的平方为

$$\eta^2=\frac{[v_o(t_M)]^2}{V_n^2}=\frac{\left|\int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)V_i(\omega)e^{j\omega t_M}d\omega\right|^2}{2\pi\int_{-\infty}^{\infty}|H(\omega)|^2 S_i(\omega)d\omega} \tag{6.1.1}$$

根据施瓦茨（Schwarz）定理：

$$\left|\int x(\omega)y(\omega)d\omega\right|^2 \leqslant \int|x(\omega)|^2 d\omega \cdot \int|y(\omega)|^2 d\omega \tag{6.1.2}$$

当 $x(\omega)=ky^*(\omega)$ 时上式取等号。这里 k 为任意常数，$y^*(\omega)$ 是 $y(\omega)$ 的复共轭。为了利用施瓦茨定理找到能使 η^2 最大的 $H(\omega)$，须进行函数变换，消去（6.1.1）式右边的分母。由于 $S_i(\omega)$ 是正实数，可令

$$x(\omega)=H(\omega)\sqrt{S_i(\omega)}, \quad y(\omega)=\frac{V_i(\omega)}{\sqrt{S_i(\omega)}}e^{j\omega t_M}$$

则（6.1.1）式变为

$$\eta^2=\frac{\left|\int_{-\infty}^{\infty} x(\omega)y(\omega)d\omega\right|^2}{2\pi\int_{-\infty}^{\infty}|x(\omega)|^2 d\omega} \tag{6.1.3}$$

当 $x(\omega)=ky^*(\omega)$ 时上式的分子最大，并可消去分母，得到理论上最大的信噪比，此时

$$H(\omega)=k\frac{V_i^*(\omega)}{S_i(\omega)}e^{-j\omega t_M} \tag{6.1.4}$$

η^2 的最大值表示为

$$\eta_m^2=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}|y(\omega)|^2 d\omega=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{|V_i(\omega)|^2}{S_i(\omega)}d\omega \tag{6.1.5}$$

由此，对于给定的输入信号频谱 $V_i(\omega)$ 和噪声功率谱 $S_i(\omega)$，通过频率响应为（6.1.4）式的系统，可获得理论上的最大信噪比，它只决定于 $V_i(\omega)$ 和 $S_i(\omega)$ 本身。

下面分析最佳滤波器输出波形的特点。输出信号频谱为

$$V_o(\omega)=V_i(\omega)\cdot H(\omega)=k\frac{|V_i(\omega)|^2}{S_i(\omega)}e^{-j\omega t_M}$$

通过富氏反变换可求得输出信号波形。由第二章可知，对于时域里的实数信号和噪声，

$|V_i(\omega)|^2$和$S_i(\omega)$是ω的实偶函数；它们的富氏反变换也是实偶函数。由此，$[|V_i(\omega)|^2/S_i(\omega)]e^{-j\omega t_M}$的富氏反变换是实偶函数，但时间延迟了$t_M$。所以在峰值时间$t_M$两边输出波形对称。另外由(6.1.4)式可知，输出信号的峰值出现时间t_M可以在设计滤波器的$H(\omega)$时人为选定。

2. 白噪声输入时的最佳滤波器

如果输入白噪声，即$S_i(\omega)=d^2$（常数），则最佳滤波器的频率响应和信噪比平方的最大值分别为

$$H(\omega)=\frac{k}{d^2}V_i^*(\omega)e^{-j\omega t_M} \tag{6.1.6}$$

$$\eta_m^2=\frac{\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}|V_i(\omega)|^2d\omega}{d^2} \tag{6.1.7}$$

由此可知，对于迭加于白噪声上的信号，当滤波器的频率响应是输入信号频谱的复共轭时，获得的信噪比最佳，这样的滤波器称为匹配滤波器。最大信噪比的平方等于输入信号的能量与输入白噪声功率谱密度之比，与匹配滤波器的频率响应无关（只要它是匹配的）。欲提高信噪比，应增加输入信号的能量，或者减小输入噪声的功率。

为了分析匹配滤波器在时域里的特性，求（6.1.6）式的富氏反变换。因为$V_i^*(\omega)=V_i(-\omega)$，$v_i(-t)\doteq V_i(-\omega)$，所以匹配滤波器的冲击响应为

$$h(t)=\frac{k}{d^2}v_i(t_M-t) \tag{6.1.8}$$

它是输入波形的镜象，但延迟了t_M。t_M决定输出信号的峰值时刻。图6-1-2画出了$v_i(t)$、$h(t)$和$v_o(t)$的关系。此图也可由图解法说明。因为$v_o(t)=v_i(t)*h(t)$，按卷积的图解法，在$h(-t)$右移t_M时，卷积分有极大值。又由于$h(t)$是$v_i(t)$的镜象，所以$v_o(t)$对称于t_M。

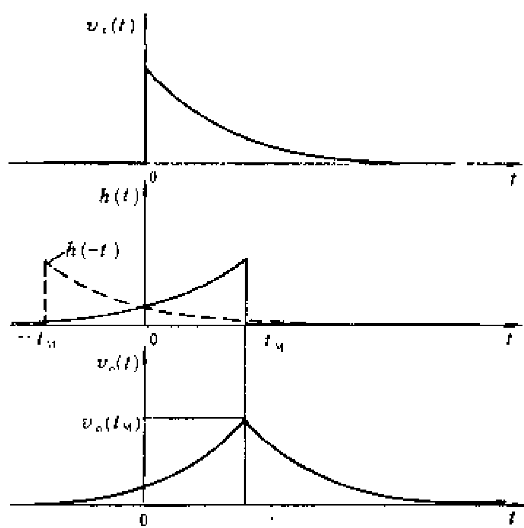


图6-1-2 匹配滤波器的冲击响应和输出波形

3. 非白噪声输入时的最佳滤波器

如果输入噪声$S_i(\omega)$不是白噪声，最佳滤波器的频率响应虽可由(6.1.4)式确定，但是可以证明，如果先经过一级频率响应为$H_1(\omega)$的滤波器将噪声变为白噪声（此滤波器称为白化滤波器[1]），然后接一级频率响应为$H_2(\omega)$的匹配滤波器，则此两级滤波器串联后所得的频率响应

$$H(\omega)=H_1(\omega)H_2(\omega)$$

就是最佳滤波器的频率响应。为了使噪声白化，应有

1) 白化滤波器——Pre-whitening filter.

$$|H_1(\omega)|^2=\frac{d^2}{S_i(\omega)} \tag{6.1.9}$$

d^2 为任意常数。噪声通过白化滤波器后变为功率谱密度为 d^2 的白噪声，输入信号通过白化滤波器后频谱变为 $H_1(\omega)V_i(\omega)$。为此信号和白噪声设计的匹配滤波器，其频率响应 $H_2(\omega)$ 由（6.1.6）式确定：

$$H_2(\omega)=\frac{k}{d^2}V_i^*(\omega)H_1^*(\omega)e^{-j\omega t_M} \tag{6.1.10}$$

$$H(\omega)=H_1(\omega)H_2(\omega)=\frac{k}{d^2}V_i^*(\omega)|H_1(\omega)|^2e^{-j\omega t_M}$$

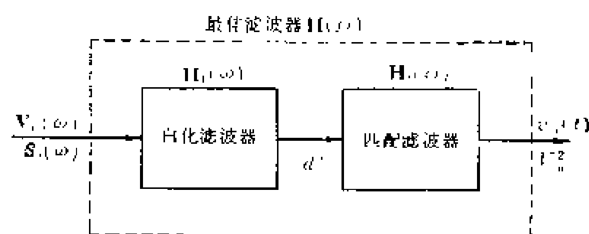


图6-1-3　由白化滤波器和匹配滤波器组成的最佳滤波器

将（6.1.9）式代入上式，得到

$$H(\omega)=k\frac{V_i^*(\omega)}{S_i(\omega)}e^{-j\omega t_M} \tag{6.1.11}$$

这正好是（6.1.4）式所表示的最佳滤波器的频率响应。因此，在输入噪声不是白噪声时，利用一个白化滤波器将噪声白化，再串联一个匹配滤波器，就可得到最佳滤波器，如图 6-1-3所示。

6.1.2　电荷灵敏前置放大器后的最佳滤波

作为一个例子，这里分析一下接在电荷灵敏前置放大器后面的最佳滤波器。如图6-1-4，在探测器的电流脉冲近似为冲击信号 $Q\delta(t)$ 时，如果前置放大器中的 $R_f\to\infty$，则滤波器的输入信号为

$$v_i(t)=\frac{Q}{C_f}u(t)$$

由（5.2.30）式可知，滤波器的输入噪声电压功率谱密度函数为

$$s_1(\omega)=a^2+\frac{b^2}{\omega^2}+\frac{c^2}{\omega}$$

或

$$S_i(\omega)=\pi\left[a^2+\frac{b^2}{\omega^2}+\frac{c^2}{\omega}\right]$$

在 c 噪声可以忽略时，

$$s_i(\omega)=a^2+\frac{b^2}{\omega^2}=a^2\left(1+\frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)=a^2\left(1+\frac{1}{\omega^2\tau_c^2}\right) \tag{6.1.12}$$

其中 $\tau_c=a/b$，称为噪声转角时间[1]；相应的转角频率 $\omega_c=\frac{1}{\tau_c}$。在角频率$\omega$ 等于 ω_c 时，前置放大器的 a、b 两种噪声对功率谱密度的贡献相等（图6-1-5）。

1）噪声转角时间——Noise corner time.

根据（6.1.9）式，所需白化滤波器的频率响应应满足

$$|H_1(\omega)|^2=\frac{d^2}{\pi a^2\left(1+\frac{1}{\omega^2\tau_c^2}\right)}=\frac{d^2}{\pi a^2}\left(\frac{\omega^2\tau_c^2}{1+\omega^2\tau_c^2}\right) \tag{6.1.13}$$

时间常数 $\tau=\tau_c$ 的 CR 微分电路可以作为这样的"白化"滤波器，其频率响应为

$$H_1(\omega)=\frac{j\omega\tau_c}{1+j\omega\tau_c},\qquad |H_1(\omega)|^2=\frac{\omega^2\tau_c^2}{1+\omega^2\tau_c^2} \tag{6.1.14}$$

这相应于上式中取 $d^2=\pi a^2$。噪声通过此白化滤波器后，功率谱密度为

$$s_1(\omega)=a^2 \text{ 或 } S_1(\omega)=\pi a^2 \tag{6.1.15}$$

信号通过此白化滤波器后为

$$v_1(t)=\frac{Q}{C_f}e^{-t/\tau_c}u(t) \tag{6.1.16}$$

匹配滤波器冲击响应 $h_2(t)$ 应为 $v_1(t)$ 的镜象，参考（6.1.8）式得

$$h_2(t)=\frac{1}{\tau_c}e^{(t-t_M)/\tau_c}u(t_M-t) \tag{6.1.17}$$

其中常数部分 $1/\tau_c$ 是任意假设的，t_M 也可由设计者任意选定。匹配滤波器的频率响应是

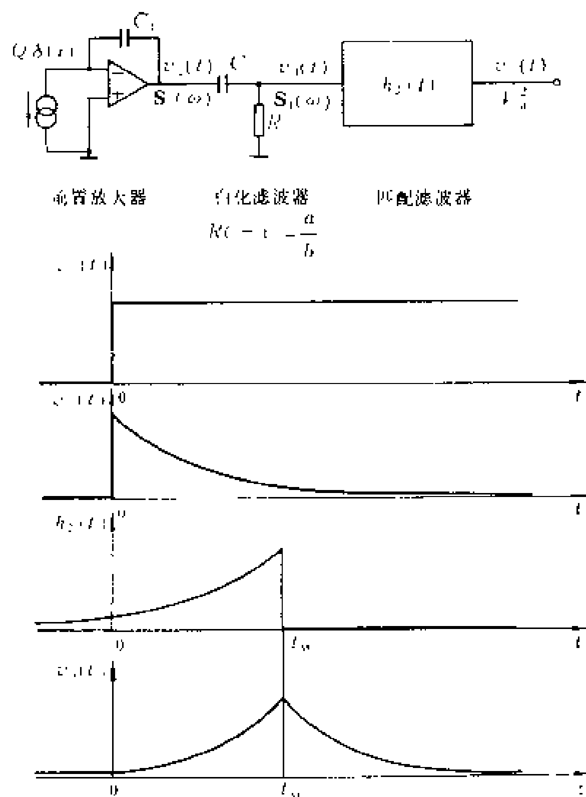


图6-1-4　电荷灵敏前置放大器、白化滤波器和匹配滤波器组成的系统

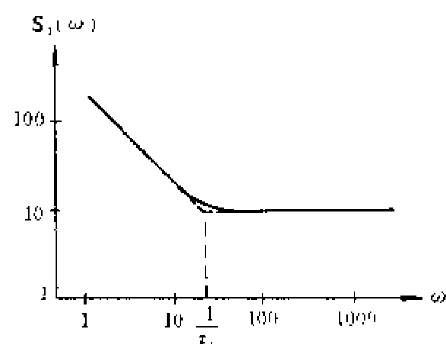


图6-1-5　滤波成形网络的输入噪声电压功率谱密度

$v_i(t)=\frac{Q}{C_f}u(t)$　　$v_1(t)=\frac{Q}{C_f}e^{-t/\tau_c}u(t)$　　$\left[s_i(\omega)=a^2\left(1+\frac{1}{\omega^2\tau_c^2}\right)\right]$曲线

$S_i(\omega)=\pi\left(a^2+\frac{b^2}{\omega^2}\right)$　　$S_1(\omega)=\pi a^2$

$h_2(t)$ 的富氏反变换$H_2(\omega)=\frac{1}{1-j\omega\tau_c}e^{-j\omega t_M}$。输出信号为

$$v_o(t)=v_1(t)*h_2(t)=\frac{Q}{2C_f}e^{-|t-t_M|/\tau_c} \tag{6.1.18}$$

$v_o(t)$ 是对 t_M 两边对称的指数衰减的尖顶脉冲，称为无限宽尖顶脉冲[1)]。

这个最佳滤波器的信噪比由（6.1.7）式确定。式中分母 $d^2=\pi a^2$，分子是信号 $v_1(t)$ 的能量，在时域里计算则有

$$\int_{-\infty}^{\infty}v_1^2(t)dt=\int_0^{\infty}\frac{Q^2}{C_f^2}e^{-2t/\tau_c}dt=\frac{\tau_c Q^2}{2C_f^2}$$

代入（6.1.7）式，得到

$$\eta_\infty=\frac{Q}{C_f\sqrt{2\pi ab}} \tag{6.1.19}$$

必须注意，系数 a、b 和 C_Σ、C_f 有关。由（5.2.28），（5.2.21）式知 $a=a_i/C_f$，$b=b_i/C_f$，而且 a_i 正比于 C_Σ。为了从 a_i 中提出 C_Σ 因子，令

$$a_i=a_V C_\Sigma \tag{6.1.20}$$

a_V 与 C_Σ、C_f 无关，

则
$$a=\frac{a_i}{C_f}=\frac{a_V C_\Sigma}{C_f} \tag{6.1.21}$$

$$\tau_c=\frac{a}{b}=\frac{a_i}{b_i}=\frac{a_V C_\Sigma}{b_i} \tag{6.1.22}$$

$$\eta_\infty=\frac{Q}{\sqrt{2\pi a_i b_i}}=\frac{Q}{\sqrt{2\pi a_V b_i C_\Sigma}} \tag{6.1.23}$$

η_∞ 是幅度分析系统理想的最佳信噪比。噪声源愈弱（$a_V b_i$ 小），信号电荷 Q 愈大，电荷灵敏放大器输入端对地的"冷"电容 C_Σ 愈小，则信噪比愈高。对于电压灵敏前置放大器，(6.1.23) 式也适用；C_Σ 也是输入端对地的"冷"电容，但不包括 C_f。

应当指出，即使对于时变线性系统或者非线性系统，上述信噪比也是最佳的[1]。η_∞ 常作为信噪比的比较标准。实用滤波成形电路的信噪比均小于η_∞。

必须指出，上述理想的最佳滤波器是不可能实现的。因为其冲击响应 $h_2(t)$ 一直延伸到 $t\to-\infty$。无论如何选择 t_M，$h_2(t)$ 都有 $t<0$ 部分，也就是说，对于 $t=0$时输入的δ冲击，要求滤波器在信号加入之前（$t<0$）就作出响应，这是不可能实现的。如果让 $h_2(t)$ 中 $t<0$ 的部分等于零，这可以实现。例如用新型的电荷转移器件作成的横向滤波器（见第六节）。

在给定脉宽（t_W）的条件下，能获得最大信噪比的滤波器输出的有限宽尖顶脉冲为[2]

$$v_o(t)=\frac{Q}{C_f}\sin h\left(\frac{t_W/2-|t|}{\tau_c}\right),\quad |t|<t_W/2 \tag{6.1.24a}$$

---

〔1〕 M.Bertolaccini, *Nucl.Instr.and Meth.*, 41, 173 (1966).
〔2〕 F.T.Arecchi, *Svelto, Energia Nucleare*, 7, 691 (1960).
1） 尖顶脉冲——Cusp shaped pulse.

或者 $$v_o(t)=\frac{Q}{2C_f}[e^{-(|t|-t_W/2)/\tau_c}-e^{(|t|-t_W/2)/\tau_c}],\qquad |t|<t_W/2$$

(6.1.24b)

$|t|>t_W/2$时，$v_o(t)=0$。输出波形画在图6-1-6(a) 中。最大幅度$V_M=Q\sinh(t_W/2\tau_c)/C_f$，可以算出信噪比

$$\eta=\eta_\infty[\tanh(t_W/2\tau_c)]^{1/2} \tag{6.1.25}$$

无限宽尖顶脉冲是有限宽尖顶脉冲当$t_W\to\infty$时的极限形式。即$t_W\to\infty$时，$v_o(t)$趋近于$(Q/C_f)e^{-|t|/\tau_c}$，比值η_∞/η趋近于1。实际上，只要t_W比τ_c大数倍，η_∞/η就很近于1了。例如：$t_W/\tau_c=2$，2.628，$2\sqrt{3}$和4时，η_∞/η依次为1.146，1.075，1.032和1.018。t_W较小时，$v_o(t)$的形状接近于三角形，可用积分器实现之。

尖顶脉冲的弹道亏损（见第三节）较大，并影响幅度分析器的测量精度，为此希望成形的脉冲有平顶。在脉宽t_W和平顶宽度$\gamma t_W(\gamma<1)$给定的条件下，最佳滤波器的输出波形如图6-1-6(b) 所示，称为有限宽平顶脉冲，它是削平了峰顶的有限宽尖顶脉冲。通常，采用较小的γ即能满足要求。因此，其信噪比等指标和有限宽尖顶脉冲相近。这种输出波形也可用电荷转移器件作成的横向滤波器来实现。与此相近的是梯形脉冲，可用一般的方法实现。

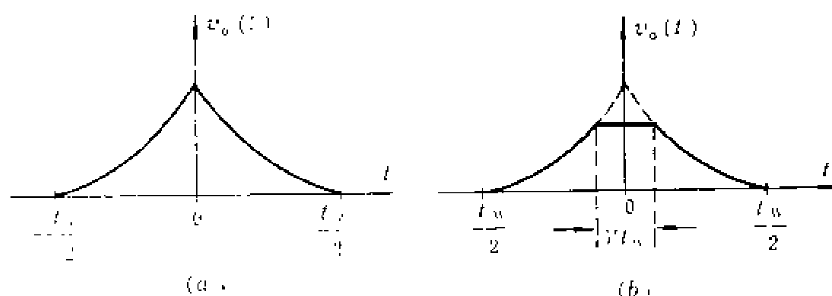


图6-1-6 给定脉冲宽度和平顶宽度时最佳滤波器的输出波形
(a) 有限宽尖顶脉冲 (b) 有限宽平顶脉冲

6.1.3 实际滤波器的信噪比

1. CR-RC滤波器及其信噪比

CR-RC滤波器是用于幅度信息处理的最简单滤波器。以它为例子，分析实际滤波器的信噪比和最佳滤波器的差别。在以后分析滤波成形电路的其它特性时，也以它为例子。

(6.1.13) 和 (6.1.14) 式表明，时间常数τ等于噪声转角时间τ_c的CR微分电路，可以作为电荷灵敏前置放大器后面的白化滤波器。但是再后面的匹配滤波器要求如 (6.1.17) 式的冲击响应，实际上无法实现。CR-RC滤波器（图6-1-7）是在CR微分电路之后接一个RC积分电路。前者可以滤去噪声的低频成份，后者可滤去高频成份，适当选择时间常数，可以提高信噪比。RC积分电路的冲击响应和 (6.1.17) 式所要求的匹配滤波器也有一些相似之处，当RC电路的时间常数也取为τ_c时，其冲击响应为

$$h(t)=\frac{1}{\tau_c}e^{-t/\tau_c}u(t) \tag{6.1.26}$$

上式的形状和 (6.1.16) 式$v_i(t)$的响应相同而不是$v_i(t)$的镜象，或者说 (6.1.26) 式是$t_M=0$的$h_2(-t)$（参看6.1.17式）。在频域里，RC积分电路的频率响应$H(\omega)$的模和匹配滤

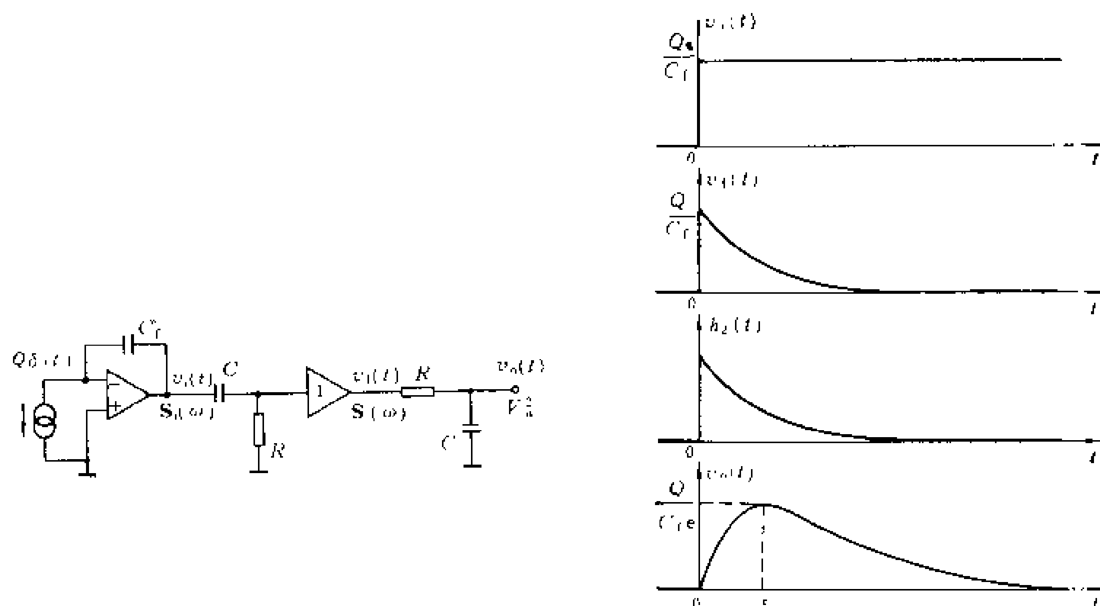


图6-1-7 用于幅度信息处理的CR-RC滤波器

$v_i(t)=Qu(t)/C_f$ $\quad$ $v_1(t)=\frac{Q}{C_f}e^{-t/\tau}u(t)$

$v_o(t)=\frac{Q}{C_f}\cdot\frac{t}{\tau}e^{-t/\tau}u(t)$ $\quad$ $S_1(\omega)=\pi\left(a^2+\frac{b^2}{\omega^2}\right)$

$S_i(\omega)=\pi a^2$ $\quad$ $V_n^2=\frac{\pi}{4}\left(\frac{a^2}{\tau}+b^2\tau\right)$

波器的频率响应$H_2(\omega)$的模相同但相角不同。当然，RC积分电路不是所需的匹配滤波器，它是匹配滤波器的一种很粗糙的近似。但是它非常简单，而且是分析复杂滤波器的基础。在图6-1-7中CR电路和RC电路之间的放大级是隔离用的。没有这个隔离级，CR电路和RC电路就会互相影响（参看图2-1-8）。为简单起见，图中放大级的放大倍数取为1。

在图6-1-7中，从前置放大器输入电流到滤波器输出电压这一整个系统的传递函数为

$$H_\Sigma(s)=\frac{R\left(\frac{1}{sC}\right)}{sC_f\left(R+\frac{1}{sC}\right)\left(R+\frac{1}{sC}\right)}$$

$$=\frac{1}{C_fRC\left(s+\frac{1}{RC}\right)^2}=\frac{1}{\tau C_f\left(s+\frac{1}{\tau}\right)^2} \tag{6.1.27}$$

求$H_\Sigma(s)$的拉氏反变换，得系统的冲击响应

$$h_\Sigma(t)=\frac{t}{\tau C_f}e^{-t/\tau}u(t) \tag{6.1.28}$$

峰值位置在时间$t=\tau$，峰值为

$$h_{\Sigma M}=\frac{1}{eC_f} \tag{6.1.29}$$

在探测器输出电流近似为$Q\delta(t)$时，输出电压为

$$v_o(t)=\frac{Qt}{\tau C_f}e^{-t/\tau}u(t) \tag{6.1.30}$$

其峰值为

$$V_M=\frac{Q}{eC_f} \tag{6.1.31}$$

CR-RC 滤波器的频率响应为

$$H(\omega)=\frac{R}{R+\frac{1}{j\omega C}}\left(\frac{\frac{1}{j\omega C}}{R+\frac{1}{j\omega C}}\right)=\frac{j\omega\tau}{(1+j\omega\tau)^2} \tag{6.1.32}$$

输出噪声电压的均方值（忽略 c 噪声）

$$\begin{aligned} V_n^2 &= \int_0^\infty s_1(\omega)|H(\omega)|^2 d\omega \\ &= \int_0^\infty \left(a^2+\frac{b^2}{\omega^2}\right)\frac{(\omega\tau)^2}{[1+(\omega\tau)^2]^2}d\omega \\ &= \frac{\pi}{4}\left(\frac{a^2}{\tau}+b^2\tau\right) \end{aligned} \tag{6.1.33}$$

当$\tau=a/b=\tau_c$时，V_n^2有极小值：

$$(V_n^2)_{min}=\frac{\pi ab}{2}=\frac{\pi a_v b_i C_\Sigma}{2C_f^2} \tag{6.1.34}$$

所以CR-RC滤波器的最佳时间常数$\tau_{opt}=\tau_c$。由于V_M与τ无关（6.1.31式），CR-RC的最佳信噪比

$$\eta_{opt}=\frac{V_M}{\sqrt{(V_n^2)_{min}}}=\frac{Q}{eC_f}\sqrt{\frac{2}{\pi ab}}=\frac{Q}{e}\sqrt{\frac{2}{\pi a_v b_i C_\Sigma}} \tag{6.1.35}$$

与（6.1.19）或（6.1.23）式之最佳信噪比 η_∞ 相比，CR-RC 滤波器的信噪比劣值系数为

$$F=\frac{\eta_\infty}{\eta_{opt}}=\frac{e}{2}=1.359 \tag{6.1.36}$$

对于不同的探测器-前置放大器系统，a、b噪声分量不同，即噪声的转角时间 τ_c 不同。如Ge(Li)探测器-电阻反馈电荷灵敏放大器系统，τ_c 为 μs 级；Si(Li)探测器-脉冲光反馈电荷灵敏放大器系统，由于输入端并联电流噪声（b噪声）比较小，τ_c为 10μs 级。τ_c 的数值可用实验估计，如采用 CR-RC 滤波成形，在低计数率下测定信噪比 η 和时间常数 τ 的关系，使η最大的τ值即为 τ_c。

一般情况下测得的能量分辨率不仅取决于探测器的固有分辨率，而且还与信噪比、计数率和弹道亏损等因素有关。因此，必须根据不同的实验条件调节时间常数使能量分辨率最佳。经验表明：利用 CR-RC 滤波成形电路，对于一般半导体探测器，低计数率时大概取 $\tau\approx2\mu$s或更大些；对于X射线谱仪τ 为10μs级；对于电荷收集慢的气体探测器，因其固有分辨率差，τ 的要求不严格，典型值约 1μs。

2． 实际滤波器的最佳时间常数[1]

[1] C. H. Nowlin, IEEE. *Trans. on Nucl. Sci.*, NS-17, No.1, 226,(1970)

幅度分析系统的理想最佳滤波器，包括对输出波形的宽度和平顶作出某些限制的最佳滤波器，往往无法实现或难于实现。通常用比较简单的实际滤波器来近似，例如上面分析过的$CR-RC$滤波器。对于给定的实际滤波器，下面讨论能获得最佳信噪比的滤波器参数。

设实际滤波器的最佳信噪比为η_{opt}，则实际滤波器和理想滤波器相比较时的劣值系数为

$$F=\frac{\eta_{\infty}}{\eta_{opt}} \tag{6.1.37}$$

设实际滤波器在非最佳参数时的信噪比为η（$\eta\leqslant\eta_{opt}<\eta_{\infty}$），信噪比$\eta_{opt}$比较它和最佳劣值系数为

$$F_{\cdot}=\frac{\eta_{opt}}{\eta} \tag{6.1.38}$$

下面我们分析F、$F_{\cdot}$与实际滤波器冲击响应的函数形式及时间常数的关系。

① 输出信号幅度和滤波器时间常数的关系

常用的滤波成形电路，例如RC积分电路、CR微分电路、延迟线成形电路以及本章第五节的有源滤波器（图6-5-1），其频率响应$H(\omega)$都可以表示为乘积$\omega\tau$的函数。在它们前面的电荷灵敏放大器，其频率响应为$1/j\omega C_f$（与C_f并联的电阻R_f很大，可以忽略)。输入探测器电流冲击时，系统的频率响应为

$$H_{\Sigma}(\omega)=\frac{H(\omega)}{j\omega C_f}=\tau\frac{H(\omega)}{j\omega\tau C_f}=\tau F(\omega\tau) \tag{6.1.39}$$

其中$F(\omega\tau)=H(\omega)/j\omega\tau C_f$。根据富氏变换的比例性（2.1.18式）

若
$$f(t)\doteqdot F(\omega)$$

则
$$f\left(\frac{t}{\tau}\right)\doteqdot\tau F(\omega\tau)$$

因此$H_{\Sigma}(\omega)$的富氏反变换（即系统的冲击响应）$h_{\Sigma}(t)$是t/τ的函数。τ增减时$h_{\Sigma}(t)$的波形沿时间轴展缩，而幅度不变。实际用于幅度信息处理的滤波器，它们的冲击响应均属于这种情况，如（6.4.3a)、(6.4.15）和（6.5.14）等式所示。

如果（6.1.39）式中的$H(\omega)$存在几个时间常数τ_1、τ_2、τ_3……，但是各时间常数保持一定比例。例如$\tau_1=p_1\tau$，$\tau_2=p_2\tau$，……。则以归一化时间t/τ为自变量的冲击响应的形状和幅度不变（如6.6.7式)。这样，$h_{\Sigma}(t)$可用归一化时间$t'=t/\tau$表示（图6-1-8)：

$$\hbar_{\Sigma}(t')|_{t'=t/\tau}=h_{\Sigma}(t)$$

例如，对于$CR-RC$滤波器，

$$h_{\Sigma}(t)=\frac{t}{\tau C_f}e^{-t/\tau}u(t) \tag{6.1.40a}$$

$$\hbar_{\Sigma}(t')=\frac{t'}{C_f}e^{-t'}u(t') \tag{6.1.40b}$$

由于$h_{\Sigma}(t)$或$\hbar_{\Sigma}(t')$的峰值与τ无关，所以在分析τ对信噪比的影响时，只需分析τ对输出噪声均方根值的影响。

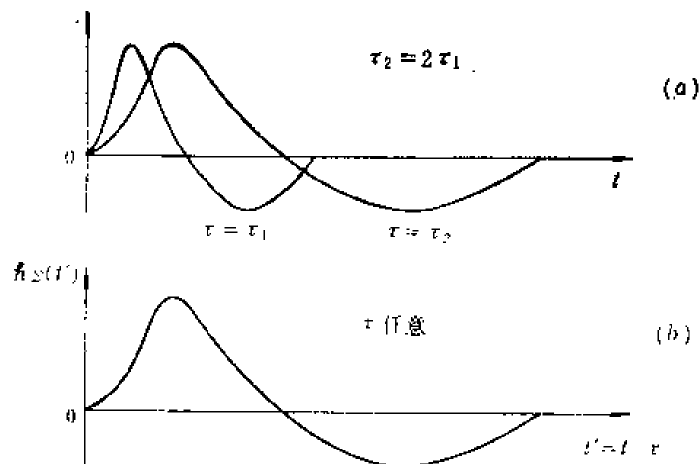


图6-1-8 幅度分析系统的冲击响应与时间常数τ的关系
（系统的频率响应$H_\Sigma(\omega)$可用(6.1.39)式表示时）
(a)实际时域波形$h_\Sigma(t)$ (b)归一化时域波形$h_\Sigma(t')$

② 输出噪声和滤波器时间常数的关系

设前置放大器输入电流冲击信号$Q\delta(t)$，从前置放大器输入到滤波器输出，整个系统的冲击响应为$h_\Sigma(t)$ [或用归一化时间$t'=t/\tau$表示为$h_\Sigma(t')$]，其频率响应为$H_\Sigma(\omega)$，则$h_\Sigma(t)$ $\doteq H_\Sigma(\omega)$。由第五章知前置放大器输入端的电流噪声功率谱密度为

$$a_i^2\omega^2+b_i^2=a^2\omega^2C_f^2+b^2C_f^2$$

前置放大器输出噪声电压的功率谱密度

$$s_i(\omega)=a^2+\frac{b^2}{\omega^2}$$

在图6-1-9中，细实线a、b和$a+b$分别表示a噪声、b噪声及两者之和。后接滤波器的频率响应$H(\omega)$通常是$\omega\tau$的函数。τ增大时，同样$|H(\omega)|$值对应的ω减少，即$H(\omega)$的频带变窄，曲线向低频方向压缩，但形状和高度不变。系统输出噪声的均方值V_n^2可用(2.3.46)式计算。从公式和图均可看出，τ增大时输出噪声中的a噪声将下降，b噪声将增大，因而滤波器的时间常数τ可能有最佳值。

对于一般的滤波器，其输出噪声的均方值为

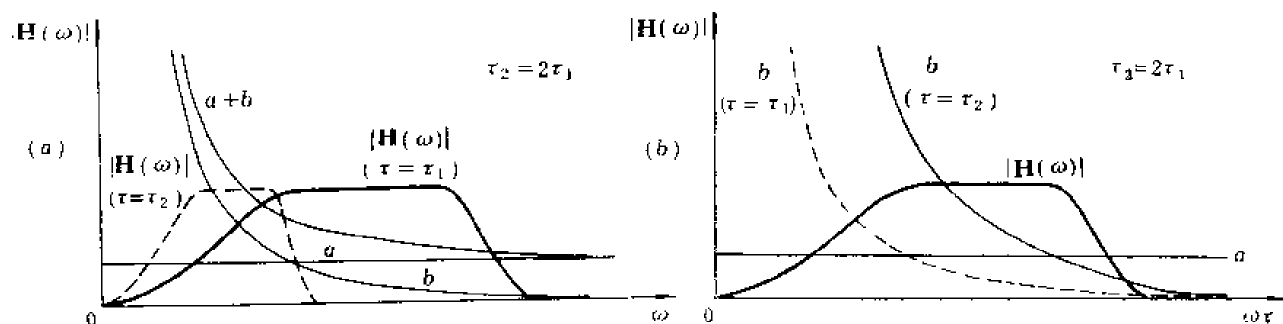


图6-1-9 $s_i(\omega)$、$|H(\omega)|$与ω和τ的关系
(a)以ω为自变量 (b)以$\omega\tau$为自变量

或者

$$\left.\begin{aligned}V_n^2&=a_i^2\int_0^{\infty}\omega^2|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega+b_i^2\int_0^{\infty}|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega\\V_n^2&=a^2\int_0^{\infty}|H(\omega)|^2d\omega+b^2\int_0^{\infty}\frac{|H(\omega)|^2}{\omega^2}d\omega\end{aligned}\right\}\tag{6.1.41}$$

如果在时域内计算，可利用巴塞瓦定理即（2.1.23）式

$$2\int_0^{\infty}|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega=\int_{-\infty}^{\infty}|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega=2\pi\int_{-\infty}^{\infty}h_\Sigma^2(t)dt$$

$$=2\pi\tau\int_{-\infty}^{\infty}\dot{h}_\Sigma(t')dt'$$

$$2\int_0^{\infty}\omega^2|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega=\int_{-\infty}^{\infty}\omega^2|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega=\int_{-\infty}^{\infty}|j\omega H_\Sigma(\omega)|^2d\omega$$

$$=2\pi\int_{-\infty}^{\infty}[h'_\Sigma(t)]^2dt=\frac{2\pi}{\tau}\int_{-\infty}^{\infty}[\dot{h}'_\Sigma(t')]^2dt'$$

其中

$$h'_\Sigma(t)=\frac{d}{dt}[h_\Sigma(t)],\quad \dot{h}'_\Sigma(t)=\frac{d}{dt}[\dot{h}_\Sigma(t')],\quad t'=\frac{t}{\tau}$$

所以

$$V_n^2=\frac{\pi a_i^2}{\tau}\int_{-\infty}^{\infty}[\dot{h}'_\Sigma(t')]^2dt'+\pi b_i^2\tau\int_{-\infty}^{\infty}\dot{h}_\Sigma^2(t')dt'\tag{6.1.42}$$

令

$$I_a\equiv\int_{-\infty}^{\infty}[\dot{h}'_\Sigma(t')]^2dt'\tag{6.1.43}$$

$$I_b\equiv\int_{-\infty}^{\infty}\dot{h}_\Sigma^2(t')dt'\tag{6.1.44}$$

则

$$V_n^2=\frac{\pi a_i^2I_a}{\tau}+\pi b_i^2I_b\tau\tag{6.1.45}$$

I_a和I_b的数值决定于系统的冲击响应及其导数的积分。以后将说明，I_a、I_b也可由输出信号波形近似求出。如果在频域里计算，I_a、I_b可表示为

$$I_a\equiv\frac{\tau}{\pi}\int_0^{\infty}\omega^2|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega=\frac{1}{\pi C_i^2}\int_0^{\infty}|H(\omega)|^2d(\omega\tau)\tag{6.1.46}$$

$$I_b\equiv\frac{1}{\pi\tau}\int_0^{\infty}|H_\Sigma(\omega)|^2d\omega=\frac{1}{\pi C_i^2}\int_0^{\infty}\frac{|H(\omega)|^2}{(\omega\tau)^2}d(\omega\tau)\tag{6.1.47}$$

可见，I_a、I_b与C_f和$H(\omega)$有关，但是与τ无关；因为$H(\omega)$可表示为$\omega\tau$的函数，上两式的积分结果与τ无关。因此由（6.1.45）式可见，a噪声的贡献随τ增大而减小，b噪声的贡献则相反。当

$$\tau=\tau_{opt}=\frac{a_i}{b_i}\sqrt{\frac{I_a}{I_b}}=\tau_c\sqrt{\frac{I_a}{I_b}}\tag{6.1.48}$$

时，a、b两噪声贡献相等，V_n^2最小

$$(V_n^2)_{min}=2\pi a_ib_i\sqrt{I_aI_b}=2\pi a_Vb_iC_\Sigma\sqrt{I_aI_b}\tag{6.1.49}$$

设$h_\Sigma(t)$的峰值为$h_{\Sigma M}$，系统的输出信号幅度为$Qh_{\Sigma M}$，则最佳信噪比

$$\eta_{opt}=\frac{Qh_{\Sigma M}}{(I_aI_b)^{1/4}\sqrt{2\pi a_ib_i}}=\frac{Qh_{\Sigma M}}{(I_aI_b)^{1/4}\sqrt{2\pi a_Vb_iC_\Sigma}}\tag{6.1.50}$$

由（6.1.50）及（6.1.23）式得

$$F=\frac{\eta_\infty}{\eta_{opt}}=\frac{(I_aI_b)^{1/4}}{h_{\Sigma M}}\tag{6.1.51}$$

(6.1.45) 和 (6.1.49) 式相比

$$F_\tau^2=\frac{\eta^2_{opt}}{\eta^2}=\frac{V_n^2}{(V_n^2)_{min}}=\frac{1}{2}\left(\frac{\tau_{opt}}{\tau}+\frac{\tau}{\tau_{opt}}\right) \tag{6.1.52}$$

采用 CR-RC 滤波器时，系统的冲击响应如 (6.1.40a) 和 (6.1.40b) 式所示，$I_a=I_b=1/(4C_i^2)$，$h_{\Sigma M}=1/(eC_f)$，可得到和以前计算过的同样结果：

$$\left.\begin{aligned}&\tau_{opt}=\tau_c\\&(V_n^2)_{min}=\frac{\pi a_i b_i}{2C_f^2}=\frac{\pi a_v b_i C_\Sigma}{2C_f^2}\\&\eta_{opt}=\frac{Q}{e}\sqrt{\frac{2}{\pi a_i b_i}}=\frac{Q}{e}\sqrt{\frac{2}{\pi a_v b_i C_\Sigma}}\end{aligned}\right\} \tag{6.1.53}$$

F_τ与 τ 的关系如以归一化时间常数 τ/τ_{opt} 表示，则与具体滤波器形式无关，只与τ/τ_{opt}有关。F_τ与τ/τ_{opt}的关系如图 6-1-10 和表 6-1-1 所示。由图可知，当 $\tau=\tau_{opt}$，即a、b噪声的贡献相等时，F_τ最小，$\eta=\eta_{opt}$。在 τ 小时劣值系数 F_τ 的增大，是因为时间常数小时滤波器频带向高频移动并变宽，而滤波器输入端的电压噪声功率谱为a^2+b^2/ω^2，所以频带宽时 a 噪声增大。当τ变大时，频带向低频移动并变窄，因而 a 噪声减小，与频率的平方成反比的b噪声贡献增大。

另外由图6-1-10 和表 6-1-1 可知，τ/τ_{opt}在$\frac{1}{2}$到 2 之间，F_τ 不大于1.12。也就是说，实际滤波器的时间常数和最佳时间常数即使差一倍 ($\tau/\tau_{opt}=\frac{1}{2}$—2)，信噪比只不过下降12%。因此实际滤波器中时间常数不必作细密调节，通常用波段开关作成倍变化的固定几挡（例如 0.5μs、1μs、2μs、4μs……）就可以了。

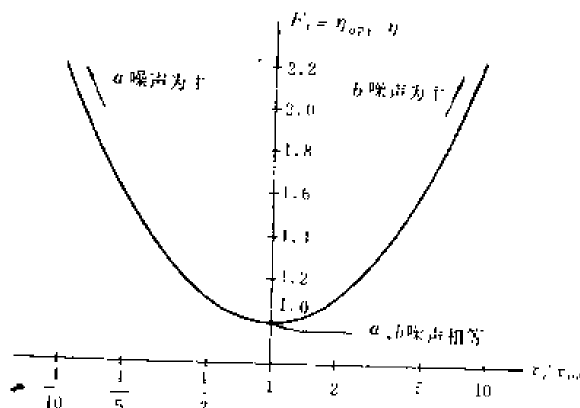


图6-1-10 非最佳时间常数的信噪比劣值系数F_τ与时间常数的关系

表6-1-1 非最佳时间常数的信噪比劣值系数F_τ

τ/τ_{opt} 或 τ_{opt}/τ	1	1.5	2	3	4	5	10
F^2_τ	1	1.08	1.25	1.67	2.13	2.60	5.05
F_τ	1	1.04	1.12	1.29	1.46	1.61	2.25

3． 从系统的输出波形估算噪声

对于给定的前置放大器和滤波器系统，a_i^2、b_i^2、I_a 和 I_b 是定值。已知 τ 值便可算出a、b 噪声对输出噪声的贡献。a_i^2、b_i^2 的求法在第五章中已经说明。I_a、I_b 虽可由公式求出，但需要进行积分运算。这里介绍一种快速估算方法[1]。重写（6.1.43)、(6.1.44）式

$$I_a=\int_{-\infty}^{\infty}[h'_\Sigma(t')]^2dt',\quad I_b=\int_{-\infty}^{\infty}h_\Sigma^2(t')dt'$$

上式说明 I_a 和 I_b 可以从用归一化时间 $t'=t/\tau$ 表示的冲击响应或输出波形近似求出。如图6-1-11，先将系统的冲击响应进行折线近似（如虚线所示)。设正向峰值为 h_1，反向为 h_2，$(h_2/h_1)=\lambda$，则

$$I_a=\left(\frac{h_1}{t_1'}\right)^2 t_1'+0+\left(\frac{h_1}{t_3'}\right)^2 t_3'+\left(\frac{h_2}{t_4'}\right)^2 t_4'+0+\left(\frac{h_2}{t_6'}\right)^2 t_6'$$

$$=h_1^2\left(\frac{1}{t_1'}+0+\frac{1}{t_3'}+\frac{\lambda^2}{t_4'}+0+\frac{\lambda^2}{t_6'}\right)\qquad(6.1.54)$$

$$I_b=h_1^2\left(\frac{t_1'}{3}+t_2'+\frac{t_3'}{3}+\frac{\lambda^2t_4'}{3}+\lambda^2t_5'+\frac{\lambda^2t_6'}{3}\right)\qquad(6.1.55)$$

由此可知，在求积分I_b时，凡输出信号平顶处，计入平顶持续时间，如t_2'、t_5'；凡直线上升和下降段，计入1/3的持续时间，如 t_1'、t_3'……。这说明信号平顶部分愈宽，系统的通频带下限愈低，b噪声输出就愈多。求积分 I_a时，凡信号平顶处，$I_a=0$，即平顶部分 a 噪声无贡献；在直线上升和下降段，I_a与该段的持续时间成反比。因此，输出信号愈陡，系统的通频带上限愈高，则 a 噪声输出就愈多。

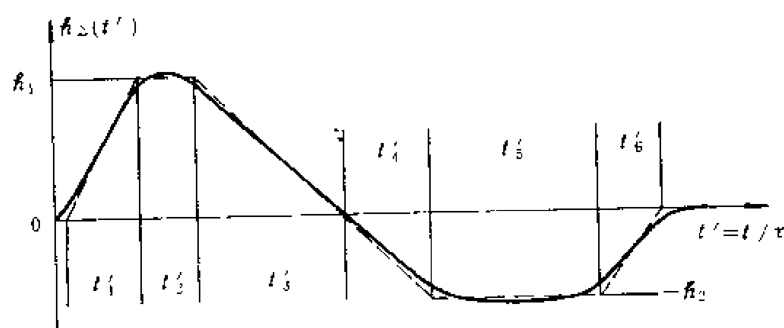


图6-1-11 系统冲击响应及其折线近似

第二节 成形电路概述

上一节已经指出，从获得最佳信噪比来设计滤波器时，实际上也确定了输出信号的形状。因而主要用于提高信噪比的滤波器，也是信号的成形电路。通过它，探测器的电流信号被成形为一定形状的输出脉冲。但是，从提高信噪比着眼设计的滤波器，其输出信号的形状不一

[1] V. Radeka, IEEE. *Trans. on Nucl. Sci.*, NS-21, No. 1, 51 (1974).

定能满足其它方面的要求。就是在不需滤除噪声时，也还有一些其它原因要求把信号成形为一定的形状。在频域里，这时主要是滤去信号本身的某些频率成分。因此，本书称用来滤除噪声的电路为滤波器；用来使信号成为某种形状的电路为成形电路。但是由于时域和频域的必然联系，同一电路既可以称为滤波器，也可以称为成形电路，只是设计的侧重点不同。有时也通称之为滤波成形电路。本节主要结合幅度信息处理讨论信号成形。

6.2.1 信号成形的要求

通常，幅度信息处理系统所成形的脉冲$v_o(t)$有单极性和双极性之分，并具有如图 6-2-1(b)、(c) 所示的形状。设$v_o(t)$的最大值为V_M。为了划分$v_o(t)$起主要作用的峰部和近于零的尾部，按不同的测量精度要求，我们人为地定义一个零点$\pm\varepsilon V_M$，称为定义零。例如可取$\varepsilon=1\%$或0.1%（通常对X射线谱仪取$\varepsilon=1\%$，而对高分辨率γ谱仪或其它高分辨率系统则取$\varepsilon=0.1\%$），称$v_o(t)$超出$\pm\varepsilon V_M$的部分为峰部，$v_o(t)$衰减到$\pm\varepsilon V_M$以后的部分为尾部。从冲击输入时（$t=0$）到输出达到$\pm\varepsilon V_M$的时间称为延迟时间t_{dl}，从输出超过$\pm\varepsilon V_M$至达到峰值V_M的时间称为达峰时间t_{Md}[1]，峰部底宽称为峰持续时间或脉冲宽度t_{Wd}。通常t_{dl}数值不大，为简便起见，有时就称$t_W=t_{Wd}+t_{dl}$为峰持续时间，$t_M=t_{Md}+t_{dl}$为达峰时间。同样的波形，所取ε不同，得到的参数也不同。例如，$\varepsilon=1\%$时的t_W用$t_W(1\%)$表示。

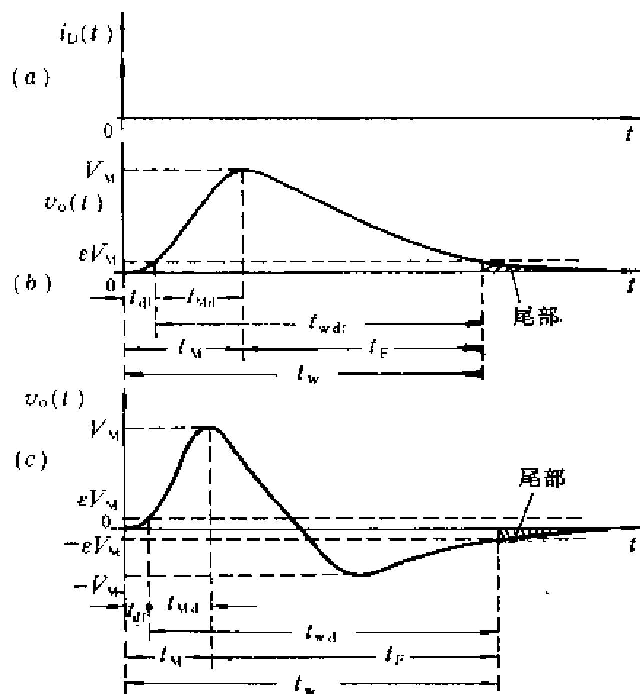


图6-2-1 成形脉冲参数的定义
(a)探测器电流冲击；
(b) 单极性输出脉冲；
(c) 双极性输出脉冲

脉冲的平均宽度$\bar{t}_W$定义为

$$\bar{t}_W=\frac{1}{V_M}\int_{-\infty}^{\infty}v_o(t)dt \qquad (6.2.1)$$

这里$v_o(t)$是单个脉冲的波形。

从峰值下降到定义零的时间称为复零时间t_F。随着定义零系数ε的不同，t_F也表示为$t_F(\varepsilon)$，例如$t_F(0.1\%)$，$t_F(1\%)$。显然，$t_F=t_W-t_M$。在采用CR-RC滤波器时，输出波形如图 6-1-7 所示，可以算出，$t_W(1\%)=7.64\tau$，$t_W(0.1\%)=10.23\tau$。$t_F(1\%)=6.64\tau$，$t_F(0.1\%)=9.23\tau$。$\bar{t}_W=e\tau\approx2.72\tau$。

用在幅度信息处理系统中的滤波成形电路，除了要获得尽量高的信噪比以外，还应满足如下要求：

(1)系统应该是线性的。

1) 达峰时间——Peaking time.

尽管经过信号处理电路以后，输出波形和原始的探测器电流波形不尽相同，但是输出幅度和射线能量（探测器电流脉冲所载电荷量Q）应成正比，这种信号处理电路是线性的。

（2）成形脉冲的宽度尽量窄，以便减少信号堆积，改善高计数率时的能量分辨率。

（3）为了避免过大信号的尾部使放大器进入非线性区（称为过载）。设计用于放大单极性信号的放大器，要求成形脉冲不要出现反向下冲。在使用某些类型的基线恢复器（第八章）时，也要求成形脉冲无反向下冲。

（4）成形脉冲的峰顶部分比较平坦，以免探测器电荷收集时间变化对能量分辨率产生影响（弹道亏损见第三节）。另一方面，还应适合后接脉冲幅度分析器的要求。为了保证分析器的测量精度，成形脉冲的顶部也不宜过尖或过窄。

（5）希望成形电路尽量简单，时间常数或脉冲宽度容易调节，以便根据不同探测器-前置放大系统和不同计数率条件，改变时间常数，获得最佳的能量分辨率。

（6）在时间分析和测量系统中，要求信号成形电路能提供精确的时间信息，其电路形式和能谱仪中的不同，详细讨论见第十章。

对于幅度分析系统，总的能量分辨率主要取决于探测器固有的能量分辨率、噪声、信号堆积和弹道亏损等因素。因为这些因素彼此间是独立无关的，所以总的均方偏差和各因素引起的均方偏差的关系为$\sigma^2=\sigma_1^2+\sigma_2^2+\cdots\cdots$。

上述因素对滤波成形电路的要求往往互相矛盾。例如高计数率时要求成形脉冲窄，这时信噪比可能下降，弹道亏损也会增加。因此，对于给定的系统和工作条件，必须综合考虑各种因素，选择性能良好的滤波成形电路，并且调节时间常数，使系统总的能量分辨率最好。鉴别能谱仪滤波成形电路的优劣主要依据信噪比和信号持续时间这两项指标。

在分析信号的时域波形时，需要确定系统输出的是单极性信号还是双极性信号。一个单极性信号在复频域里须满足一定条件。A. H. Zemanian[1][2]分析了获得单极性波形的各种条件。

设时域波形$v(t)$的拉氏变换为$V(s)$，对于稳定的系统，$V(s)$的极、零点都分布在S平面的左半平面上，常见的极、零点类型分为实数极点$-\rho$、复数极点$-\xi$、实数零点$-\eta$和复数零点$-\nu$四种，$\mathrm{Re}\xi$和$\mathrm{Re}\nu$是ξ和ν的实部，ρ、η和$\mathrm{Re}\xi$和$\mathrm{Re}\nu$为非负实数。可以证明复频域里的下列函数，其时域波形是单极性的：

$$V(s)=\frac{1}{s+\rho} \tag{6.2.2a}$$

$$V(s)=\frac{s+\eta}{s+\rho} \qquad \eta>\rho \tag{6.2.2b}$$

$$V(s)=\frac{1}{(s+\rho)(s+\xi)(s+\xi^*)} \qquad \mathrm{Re}\xi\geqslant\rho \tag{6.2.2c}$$

$$V(s)=\frac{(s+\nu)(s+\nu^*)}{(s+\rho_1)(s+\rho_2)} \qquad 2\mathrm{Re}\nu\geqslant\rho_1+\rho_2 \tag{6.2.2d}$$

（6.2.2b）式的时域波形是图6-2-4中$\tau_2>\tau_1$之波形的微分，显然是单极性的。设$\xi=\mathrm{Re}\xi-$

---

[1] A. H. Zemanian, American Institute of Electrical Engineers, Vol.79, Part I, 421 (1960).
[2] A. H. Zemanian, IRE Transaction on Circuit Theory, CT-8, No.2, 109 (1961).

$j\omega_0$，$\xi^*=\mathrm{Re}\xi+j\omega_0$，利用时间卷积定理，(6.2.2c) 式的时域波形为

$$v(t)=e^{-\rho t}*\left[\frac{1}{\omega_0}e^{-(\mathrm{Re}\xi)t}\sin\omega_0 t\right]$$

$$=\frac{1}{\omega_0}\int_0^t e^{-\rho(t-\tau)}e^{-(\mathrm{Re}\xi)\tau}\sin\omega_0\tau d\tau$$

$$=\frac{1}{\omega_0}e^{-\rho t}\int_0^t e^{-(\mathrm{Re}\xi-\rho)\tau}\sin\omega_0\tau d\tau$$

因$\mathrm{Re}\xi\geqslant\rho$，式中$e^{-(\mathrm{Re}\xi-\rho)\tau}\leqslant1$，积分值$v(t)$大于或等于零，即$v(t)$是单极性的。根据时间卷积定理还可看出，上述复频域函数之乘积，其时域波形也是单极性的。例如，

$$V(s)=\frac{1}{(s+\alpha)^n(s+\alpha-j\omega_0)^m(s+\alpha+j\omega_0)^m}\text{ , }n>m \tag{6.2.2e}$$

由此可见，即使包含有复数极点，只要配置合宜的实数极点，仍可获得单极性脉冲。但是，在S平面上复数极点不能位于最大实数极点的右边；在 (6.2.2e) 式中，若实数极点与复数极点的实部相等，则实数极点的阶数(n) 必须大于复数极点的阶 数 (m)。由 (2.2.21) 式可知，(6.2.2e)式的时域波形的尾部 (t很大时) 主要取决于高阶的实数极点，其形状接近于图6-4-2的尾部，从而消除了复数极点引起的振荡波形。

零点对波形也有影响。获得单极性波形的必要条件是所有实数零点都在最大实数极点的左边。实数零点的数目与时域波形过零点的次数有关，如果在最大实数极点的右边有q个实数零点，则在$0<t<\infty$范围内时域函数改变符号至少q次。例如系统内有n个CR电路，其阶跃响应的拉氏变换为$s^{n-1}/(s+1/\tau)^n$，阶跃响应是有$n-1$个过零点的多极性脉冲。

6.2.2 极-零相消技术[1]

1. 极-零相消原理

在几级相串联的系统中，将前级传递函数的极 (零) 点和后级的零 (极) 点相消，从而改善输出波形的方法称为极-零相消[1)]。在电荷灵敏前置放大器中R_f不为∞时，或电压灵敏前置放大器输入电阻不为∞时，前放输出电压是指数衰减的而不是阶跃的，设为$v_i(t)$。此电压通过白化滤波器CR后，输出电压

$$V_o(s)=\frac{Qs}{C_f\left(s+\frac{1}{\tau_f}\right)\left(s+\frac{1}{\tau}\right)} \tag{6.2.3}$$

式中$\tau=RC$，$\tau_f=R_fC_f$。上式和$R_f\to\infty$的相比，$V_o(s)$多了一个零点$Z=0$，和一个负实数极点$P_1=-1/\tau_f$，$v_o(t)$就不再是简单的指数衰减波形。令$\lambda=\tau/\tau_f$，得

$$v_o(t)=\frac{Q}{C_f(1-\lambda)}(e^{-t/\tau}-\lambda e^{-t/\tau_f}) \tag{6.2.4}$$

$v_o(t)$画于图6-2-2中，可见输出电压是双极性脉冲，有一定的下冲。主峰发生在$t=0$处，主峰

---

〔1〕C. H. Nowlin and J. L. Blankenship, Rev.Sci.Instr., 36, 1830 (1965) .

1) 极-零相消——Pole-zero cancellation.

值$V_M=Q/C_f$，下冲的峰发生在$t=\frac{2\tau}{1-\lambda}\ln\frac{1}{\lambda}$处，下冲幅度与主峰值之比为

$$\frac{V_{M-}}{V_M}=\lambda^{\frac{1+\lambda}{1-\lambda}} \tag{6.2.5}$$

令$v_o(t)=0$，得输出波形的过零点

$$t_0=\frac{\tau}{1-\lambda}\ln\frac{1}{\lambda} \tag{6.2.6}$$

若$R_f\to\infty$，而后接两级CR微分电路时，输出波形也服从上述规律。

通常$\tau_f\gg\tau$，即$\lambda\ll 1$，则

$$\frac{V_{M-}}{V_M}\approx\lambda \tag{6.2.7}$$

这时下冲的后沿可近似为

$$v_o(t)\approx-\frac{Q}{C_f}\lambda e^{-t/\tau_f},\quad t\gg\tau \tag{6.2.8}$$

由此可知,(1) 当$\tau_f\gg\tau$时，下冲幅度与主峰值之比等于λ。例如，$\tau_f=1\text{ms}$,$\tau=1\mu\text{s}$时，比值为0.1%。(2)下冲的后沿以很大的时间常数τ_f缓慢地衰减到零。即使在图6-2-2后面再加几级时间常数和τ同量级的RC积分电路，(6.2.8) 式仍然成立。

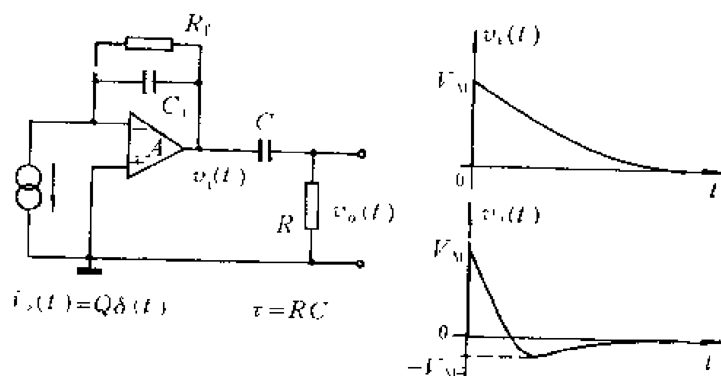


图6-2-2　输出波形有下冲的成形电路

图6-2-2所示的成形电路中，λ小时输出信号的下冲也小，其尾部的残留电压及其时间导数都很小，对信噪比影响不大。但是，下冲的存在会严重影响系统对于正常信号的放大性能。由于进入探测器的射线能量不同，有时前置放大器输出的信号幅度可能相差数百倍之多。在这种情况下测量低能量的小信号，高能量大信号的下冲会使后级放大器过载，工作于非线性区。

假设后接放大器容许的额定输入信号幅度为$\pm Q/C_f$。幅度大于Q/C_f的信号将使后级放大器工作于非线性区（截止或饱和），产生幅度过载。幅度大于$Q/(\lambda C_f)$的有下冲的信号，其下冲部分也可以引起幅度过载。比Q/C_f幅度大M倍的信号使放大器处于非线性区的时间用$t_d(M)$表示。在$t_d(M)$内进入的小信号，放大器失去放大能力。由（6.2.8）式得知，在M倍过载信号的作用下，图 6-2-2 的输出信号下冲的后沿可近似为

$$v_o(t)=-\frac{Q}{C_f}M\lambda e^{-t/\tau_f},\quad t\gg\tau,\quad \lambda\ll 1$$

按照上述定义：当 $t=t_d(M)$ 时，$v_o(t)=-Q/C_f$，即 $M\lambda e^{-t_d/\tau_f}=1$，所以 $t_d(M)=\tau_f\ln(M\lambda)$。设$\tau=10\mu s$，$\tau_f=1ms$，$\lambda=\tau/\tau_f=0.01$，$M=500$，则$t_d(M)=1.61ms$。即$t_d$很大，与下冲部分的时间常数$\tau_f$同量级。因此，为了缩短过载恢复时间，必须消除成形电路产生的输出信号的下冲。

输出信号的下冲由有限的τ_f引起。若$R_f\to\infty$，即$\tau_f\to\infty$，则输出为$V_o(s)=Q/[C_f(s+1/\tau)]$，在时域里是单极性的指数衰减波形。现在τ_f为有限值，前置放大器的传递函数为$1/(s+1/\tau_f)$，如果还要得到单极性的指数衰减的输出波形，后接电路的传递函数应改为$(s+1/\tau_f)/(s+1/\tau)$，以便使前者的极点和后者的零点相消。而CR微分电路的传递函数是$s/(s+1/\tau)$，因此要设法使其零点由$Z=0$移到$Z=-1/\tau_f$。由（2.2.23）式可知，这在时域里相当于除了对信号微分外，还需要增加正比于信号波形的部分。由图6-2-2可以看出，这样有可能消除输出信号的下冲。图6-2-3在微分电路CR_2中引入了R_1，使输出信号增加了正比于$v_i(t)$的成分，电路的电压传递函数为

$$H(s)=\frac{R_2}{R_2+\dfrac{R_1\dfrac{1}{sC_1}}{R_1+\dfrac{1}{sC_1}}}=\frac{s+\dfrac{1}{\tau_1}}{s+\dfrac{1}{\tau_2}}\tag{6.2.9}$$

式中

$$\tau_1=R_1C,\qquad \tau_2=\frac{R_1R_2C}{R_1+R_2}\tag{6.2.9a}$$

输出电压

$$V_o(s)=\frac{Q}{C_f}\cdot\frac{s+1/\tau_1}{(s+1/\tau_f)(s+1/\tau_1)}$$

选择$\tau_f=\tau_1$，则极-零相消，得

$$V_o(s)=\frac{Q}{C_f(s+1/\tau_2)}$$

经拉氏反变换得到输出电压的时域波形

$$v_o(t)=\frac{Q}{C_f}e^{-t/\tau_2}u(t)$$

$v_o(t)$是单极性的指数衰减波形，如图6-2-3所示。因为$\tau_2<\tau_1$，所以$v_o(t)$的时间常数较$v_i(t)$的小，其尾部衰减时间比图6-2-2的快得多。

一般说来，当系统的传递函数有一个极点和一个零点时，其阶跃响应的拉氏变换为

$$V(s)=\frac{s+1/\tau_1}{s(s+1/\tau_2)}=\frac{\tau_2}{\tau_1 s}+\frac{1-\tau_2/\tau_1}{s+1/\tau_2}\tag{6.2.10}$$

阶跃响应为

$$v(t)=\left[\frac{\tau_2}{\tau_1}+\left(1-\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)e^{-t/\tau_2}\right]u(t)\tag{6.2.11}$$

在$\tau_2<\tau_1$、$\tau_2=\tau_1$和$\tau_2>\tau_1$三种情况下，阶跃响应的波形如图6-2-4所示。因此，具有图中左边之阶跃响应的网络都可能用作上述的极-零相消电路。

还有一种极-零相消电路如图6-2-5。输入和输出都是指数衰减波形，但输出的时间常数较输入的大。

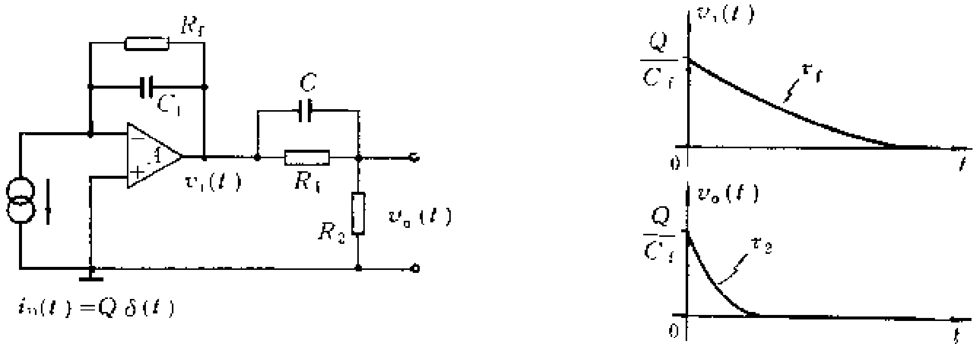


图 6-2-3　利用极-零相消电路消除输出信号的下冲

$\tau_f=R_fC_f$，$\tau_1=R_1C$，$\tau=\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}C$，$\tau_f=\tau_1$

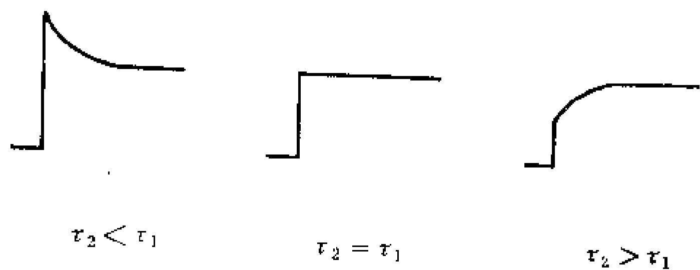


图6-2-4　$H(s)=(s+1/\tau_1)/(s+1/\tau_2)$之系统的阶跃响应

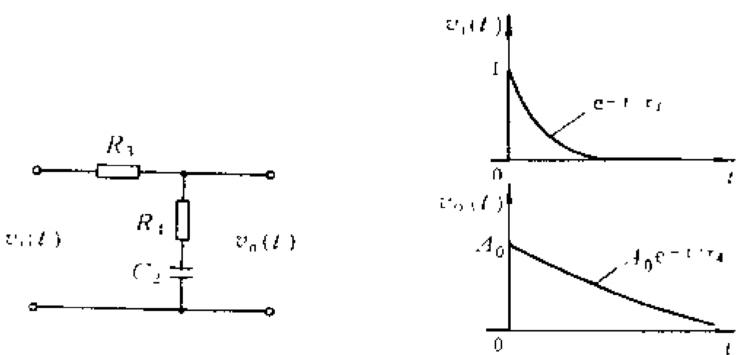


图 6-2-5　另一种极-零相消电路及其输出波形

传递函数为

$$H(s)=A_0\frac{s+1/\tau_3}{s+1/\tau_4} \tag{6.2.12}$$

$$A_0=\frac{R_4}{R_3+R_4},\quad \tau_3=R_4C_2,\quad \tau_4=(R_3+R_4)C_2,\quad \tau_4>\tau_3$$

当$\tau_3=\tau_f$时极-零相消，输出电压为

$$v_o(t)=A_0e^{-t/\tau_4}u(t)$$

输出脉冲比输入更宽了。具有图6-2-4右边之阶跃响应的网络可用作这一类极-零相消电路。

图6-2-3和图6-2-5这两种极-零相消电路，从信号成形方面来看，能改变指数衰减信号的时间常数。前者可使时间常数变小，后者可使时间常数变大；都能保证输出仍是指数衰减信号。

2. 极-零相消应用

因前置放大器的τ_f不同，极-零相消电路的零点需要调节，常用图6-2-6所示的两种形式。对于图(b)之电路，设电位器R_3可动端B点以下的阻值为$kR_3(k<1)$。通常R_1较大，R_1中的电流远小于R_3中的电流，因此可以认为B点电位$\boldsymbol{V}_B=k\boldsymbol{V}_i$，并有

$$\left\{[\boldsymbol{V}_i(s)-\boldsymbol{V}_o(s)]SC+[k\boldsymbol{V}_i(s)-\boldsymbol{V}_o(s)]\frac{1}{R_1}\right\}R_2=\boldsymbol{V}_o(s)$$

解得传递函数

$$H(s)=\frac{\boldsymbol{V}_o(s)}{\boldsymbol{V}_i(s)}=\frac{s+1/\tau_1}{s+1/\tau_2} \tag{6.2.13}$$

$$\tau_1=\frac{R_1C}{k},\quad \tau_2=\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}C,\quad \tau_1>\tau_2 \tag{6.2.14}$$

当B点调到最上端时，$k=1$，$\tau_1=R_1C$，$\tau_2=\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}C$，图(b)与图(a)电路相同；当$B$点调到最下端时，$k=0$，则$\tau_1\to\infty$，$\tau_2=\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}C$，即为简单的$CR$微分电路，适用于$\tau_f$为无限大的脉冲光反馈电荷灵敏放大器。

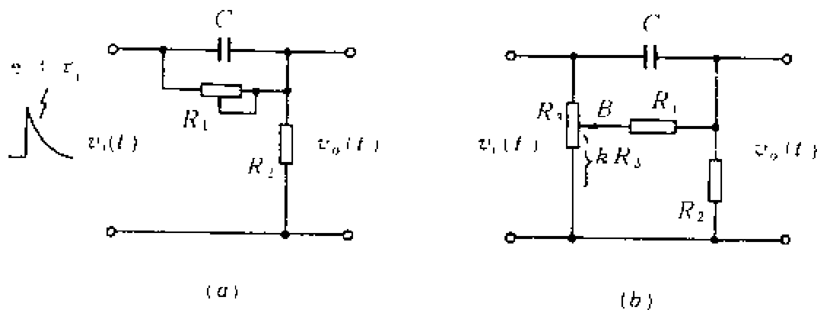


图6-2-6 两种常用的极-零相消电路

在图6-2-6所示电路中，(a)电路比较简单，对前置放大器的直流负载较轻。但是，因R_1为有限值，极-零相消的调节范围没有(b)电路的宽。

高分辨率能谱仪中常常用两级极-零相消电路，如图6-2-7所示。第一级极-零相消电路在前置放大器内，位于输出驱动级之前。通过它，以时间常数R_fC_f衰减的波形v_i变为以时间常数τ_2（约50μs）衰减的波形v_2，这样可以减少驱动级的信号堆积。第二级极-零相消电路在主放大器内，它代替原来的CR微分电路，和后面的RC积分电路组成CR-RC滤波成形网络。这

个极-零 相消电路的零点可调，以便和v_2的50μs的极点相消。各级波形画在图6-2-8中，所注时间常数 是常遇到的数值。

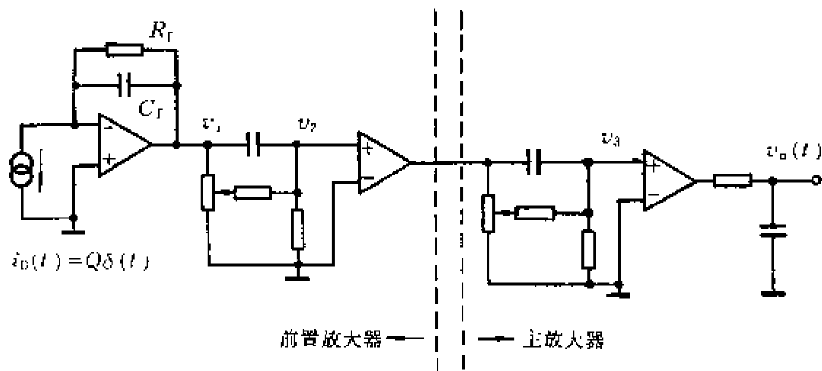


图 6-2-7　有两级极-零相消电路的幅度分析系统

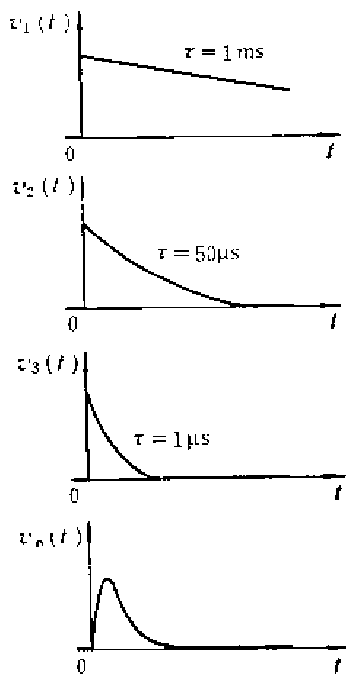


图6-2-8　图6-2-7所示系统的各级波形

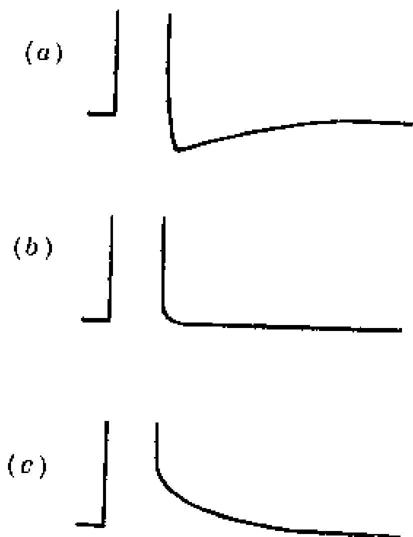


图 6-2-9　调整极-零相消电路得到的输出波形
(a)欠补偿　(b)正确补偿　(c)过补偿

为了在高计数率和幅度过载条件下获得良好的能量分辨率，极-零相消的调节特别重要。调节极-零相消时可采用探测器输出信号或矩形脉冲作为信号源。利用探测器信号时，将系统的输出脉冲接到示波器输入端，采用直流耦合，适当增大y轴放大倍数，观察脉冲尾部的波形。调节极-零相消电位器，使输出脉冲后沿既没有下冲，又能迅速地返回基线，此时单个脉冲的形状如图6-2-9(b) 所示。图中(a)为欠补偿，波形有下冲。图中(c) 为过补偿，虽然波形仍是单极性的，但返回基线较慢。调整时为了能观察到波形尾部变化的细节，输出脉冲幅度应尽量大，示波器y轴灵敏度尽量高（例如50mV/cm)。但这时示波器将过载，尾部波形可能发生畸变，在示波器输入端加接二极管限幅器（如图6-2-10所示)，畸变即可消除。此外，为避免放大器输出直流电平对限幅范围的影响，该电平应接近于零。调整极-零相消宜在实际

使用条件下进行，即被测放大器增益、成形时间常数以及计数率和过载等条件应与实际相近。特别是改变时间常数后极-零相消必须重新调整。

极-零相消也可用矩形脉冲来调整。矩形脉冲的宽度应比系统输出脉宽大很多。调整时将矩形脉冲接到电荷灵敏放大器的检验信号输入端，输出则为正负交替的脉冲信号。调整方法同上，波形见图6-2-11(a)、(b)、(c)。

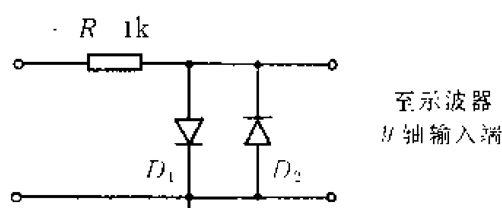


图 6-2-10 二极管限幅器

必须说明，如果系统内还有另外的 CR 隔直流电路，即系统中另外还有大时间常数的极点和数值为零的零点，那么即使极-零相消电路补偿正确，输出正负脉冲的后沿也将稳定在不同的电平上（如图6-2-11(d)），这是由耦合电容在脉冲持续时间内充电所致。脉冲持续时间愈长，隔直流电路的时间常数愈小，两者的电平差也愈大。

用水银开关脉冲发生器调整电荷灵敏放大器时，希望通过电容器C_0（图6-2-12）注入的电流$i_i(t)$和探测器的电流脉冲一样，接近于冲击函数，即发生器应输出阶跃电压。实际上，发生器输出的是指数衰减的脉冲

$$v_i(t)=V_M e^{-t/\tau_1}u(t)$$

$$V_i(s)=V_M/(s+1/\tau_1)$$

如图6-2-12所示，输入端B点为虚地，无R_0时注入电流

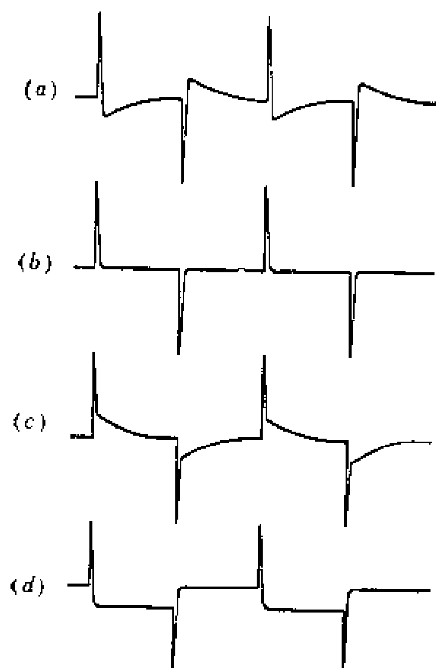


图6-2-11 用矩形脉冲调整极-零相消电路得到的输出波形

(a)欠补偿 (b)正确补偿 (c)过补偿
(d)正确补偿（系统内有隔直流电路时）

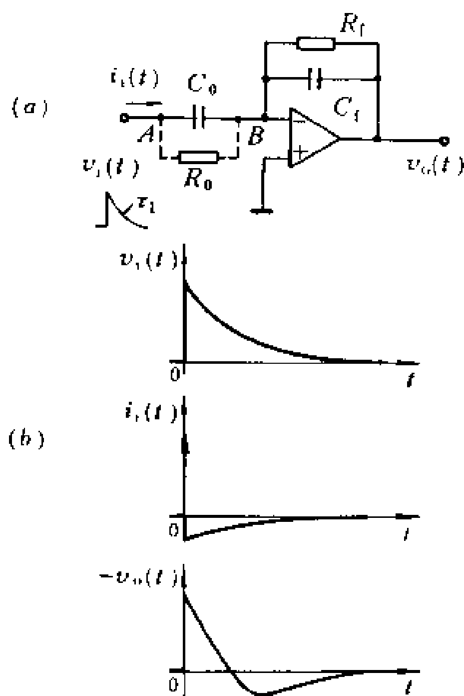


图6-2-12 调整电荷灵敏放大器时，测试信号的衰减时间常数对波形的影响

(a)电路 (b)波形

$$I_i(s)=sC_0V_i(s)=V_MC_0\frac{s}{s+1/\tau_1}$$

$$i_i(t)=V_MC_0\left[\delta(t)-\frac{1}{\tau_1}e^{-t/\tau_1}u(t)\right]$$

注入电流多一个下冲。输出电压为

$$V_o(s)=-\frac{V_MC_0s}{C_f\left(s+\frac{1}{\tau_f}\right)\left(s+\frac{1}{\tau_1}\right)}$$

$\tau_f=R_fC_f$。上式与（6.2.3）式相仿。输出波形有下冲，并不是理想的以τ_f为时间常数的指数衰减波形。

C_0两端并联电阻R_0，则A、B两点间阻抗为$Z(s)=1/[C_0(s+1/R_0C_0)]$，引入一个极点$P=-1/R_0C_0$。注入电流变为

$$I_i(s)=\frac{V_i(s)}{Z(s)}=V_MC_0\frac{s+1/(R_0C_0)}{s+1/\tau_1}$$

当$R_0C_0=\tau_1$（例如$\tau_1=50\mu s$，$C_0=1pF$，则$R_0=50M\Omega$）时极-零相消，注入电流成为冲击函数，即

$$i_i(t)=V_MC_0\delta(t)$$

这时输出波形完全取决于前置放大器，和发生器的时间常数无关。

在核电子学领域里，极-零相消技术还用于其它方面。例如第五章里介绍的一种电流前置放大器[如图5-3-4]就是利用了极-零相消原理。

第三节　成形电路的信息畸变

在核能谱测量系统中，探测器输出的电流脉冲所携带的电荷量Q与射线的能量成正比。为了获得精确的能量信息，要求信号处理系统的输出脉冲幅度V_M正比于Q。第一节已经指出，噪声会引起输出幅度的涨落，降低系统的能量分辨率。另一方面，当探测器电流脉冲的宽度和间隔随机变化时，由于成形电路具有一定的频率响应和冲击响应，输出脉冲的幅度也可能随之变化。即幅度信息可能发生畸变，从而使能量分辨率变坏。本节讨论成形电路的两种信息畸变——弹道亏损和堆积畸变。

6.3.1　弹 道 亏 损

1．弹道亏损及其成因

在核辐射探测器中，因入射粒子的射程和径迹位置不同，产生的电流脉冲的持续时间可能有很大差别。为简单起见，我们假设探测器的输出电流信号为矩形脉冲。如图6-3-1(a)所示，各电流脉冲的面积（即电荷量）皆为Q，其持续时间（决定于探测器的电荷收集时间）则各不相同。为了便于比较，令图中①是强度为Q的电流冲击$Q\delta(t)$，②、③、④、⑤是持续时间t_D分别为t_{D0}、$2t_{D0}$、$4t_{D0}$、$8t_{D0}$的电流脉冲，其幅度I_M则分别为Q/t_{D0}、$Q/(2t_{D0})$、$Q/(4t_{D0})$、和$Q/(8t_{D0})$。如果对这些电流信号进行积分，即把它们的电荷存放在电容C上，则

C上电压v_C的波形如图 6-3-1(b) 所示，它们具有同样的稳定值$V_M=\frac{Q}{C}$，但上升时间各不相同。这在第一章里已作初步分析，并且指出，这种波形可能使时间信息的测量发生误差，但只要电荷能全收集就不影响幅度信息。

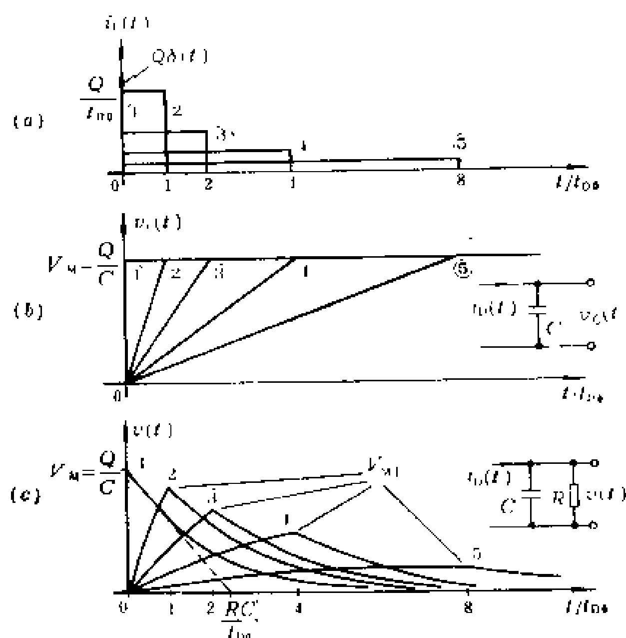


图6-3-1 探测器的输出信号和弹道亏损

(a) 探测器输出的电流信号（电荷量相等，持续时间不同） (b)信号 (a) 在电容 C 上产生的电压信号（无弹道亏损） (c)信号(a)在并联RC电路上产生的电压信号(有弹道亏损)

在实际的探测器输出回路中，电容两端不可避免地存在漏电阻或后接电子线路的并联电阻 R。因此，电容C上的波形将如图6-3-1(c)中的 $v(t)$。当电流波形为冲击函数 $Q\delta(t)$ 时，尽管电容器上的电荷可以通过R泄放，但由于冲击函数幅度无穷大，宽度无限小，它给C充电时电荷来不及通过R泄放。所以v 在 $t=0$ 时的幅度能达到最大值 $V_M=\frac{Q}{C}$，随后再以时间常数 RC 泄放。对于有一定宽度的单向电流脉冲，不管形状如何，在信号宽度内，电容C被信号充电的同时通过R放电，充电时$v(t)$的增长速度小于 I_M/C，充电所能达到的幅度

$$V_{M1}<I_M t_D/C=Q/C$$

所以，输入电流脉冲的宽度有限时，它在并联 RC 电路上产生有一定上升时间的电压，其幅度 V_{M1} 恒小于同样电荷之冲击电流产生的幅度 V_M，即 $V_{M1}<V_M$。这种幅度亏损称为弹道亏损[1]。

上述例子仅考虑了探测器的输出回路。对于整个幅度分析系统，V_M、V_{M1}应在系统输出端测定，弹道亏损定义为

$$D_B=\frac{V_M-V_{M1}}{V_M} \tag{6.3.1}$$

探测器电流脉冲的宽度和形状一定时，D_B 和系统总的冲击响应有关。下面将要指出在一般情况下，输入电流脉冲的持续时间愈长，系统冲击响应的宽度愈窄（系统的通频带下限愈高），D_B就愈大。在分析射线能谱时，如果探测器的输出电流脉冲宽度是变化的，弹道亏损将随之变化，使能量分辨率变坏。

1） 弹道亏损——Ballistic deficit.

2. 弹道亏损的估算[1]

对于任意的输入电流波形 $i_D(t)$，电荷量为Q，通过冲击响应为 $h_\Sigma(t)$ 的线性系统，其输出信号波形可以用卷积分或拉普拉斯变换求得，即

$$v_o(t)=i_D(t)*h_\Sigma(t)=\int_{-\infty}^{\infty}i_D(\tau)h_\Sigma(t-\tau)d\tau$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}i_D(t-\tau)h_\Sigma(\tau)d\tau \tag{6.3.2}$$

上式的最大值就是被测输出脉冲的幅度V_{M1}

$$V_{M1}=[i_D(t)*h_\Sigma(t)]_{max} \tag{6.3.3}$$

当$i_D(t)$为冲击函数$Q\delta(t)$时，输出波形为$Qh_\Sigma(t)$，其幅度$V_M=Qh_{\Sigma M}$，$h_{\Sigma M}$是$h_\Sigma(t)$的最大值。弹道亏损

$$D_B=1-\frac{V_{M1}}{V_M}=1-\frac{[i_D(t)*h_\Sigma(t)]_{max}}{Qh_{\Sigma M}} \tag{6.3.4}$$

为简单起见，计算弹道亏损时我们采用归一化参数。输入单位电荷量的电流脉冲，系统冲击响应的幅度归一化，即$Q=1$，$h_{\Sigma M}=1$，则$V_M=1$，弹道亏损可表示为

$$D_B=1-[i_D(t)*h_\Sigma(t)]_{max} \tag{6.3.5}$$

实际上，对于一般的输入波形和冲击响应，弹道亏损的计算常常十分复杂。下面分析简单情况，从而得出一些有用的结论。计算时采用归一化参数，$h_\Sigma(t)$和$v_o(t)$无量纲，$i_D(t)$的量纲为$[t]^{-1}$。

① 输入矩形电流脉冲时的弹道亏损　探测器输出的矩形电流脉冲 $i_D(t)$可表示为

$$i_D(t)=\begin{cases}\dfrac{1}{t_D} & 0<t<t_D\\ 0 & \text{其它的}t\end{cases}$$

则输出信号

$$v_o(t)=\int_{-\infty}^{\infty}i_D(t-\tau)h_\Sigma(\tau)d\tau \tag{6.3.6}$$

其中

$$i_D(t-\tau)=\begin{cases}\dfrac{1}{t_D} & (t-t_D)<\tau<t\\ 0 & \text{其它的}\tau\end{cases}$$

所以

$$v_o(t)=\frac{1}{t_D}\int_{t-t_D}^{t}h_\Sigma(\tau)d\tau \tag{6.3.7}$$

积分项为图6-3-2(a)所示的面积$S_1(BCGEF)$。改变t，求出S_1的极大值，可以得到$v_o(t)$的幅度V_{M1}。当 t 增加 dt 时，S_1的增量为

$$dS_1=h_\Sigma(t)dt-h_\Sigma(t-t_D)dt$$

$\dfrac{dS_1}{dt}=0$时S_1极大，此时

[1] V.Radeka, Inter. Symp. on Nuclear Electronics, Vol. 1, p. 1—61, Versailles, 1968.

$$h_\Sigma(t)=h_\Sigma(t-t_D) \tag{6.3.8}$$

如在图6-3-2(a)中移动BC段的位置，使$h_\Sigma(t)=h_\Sigma(t-t_D)$，即$BF=CG$，就可得到$(S_1)_{max}$。设满足（6.3.8）式的$t$为$t_{M1}$，则

$$(S_1)_{max}=\int_{t_{M1}-t_D}^{t_{M1}} h_\Sigma(\tau)d\tau,$$

$$V_{M1}=\frac{(S_1)_{max}}{t_D}$$

因为$h_\Sigma(\tau)$最大值为1，矩形$ABCD$的面积$S=t_D$。由（6.3.4）式得

$$D_B=\frac{S-(S_1)_{max}}{S}=\frac{(S_2)_{min}}{S} \tag{6.3.9}$$

$(S_2)_{min}$是移动积分上、下限时图中影线部分$AFEGD$的最小面积。由此可知，输入电流信号的宽度愈大，冲击响应的顶部愈尖，弹道亏损就愈大。

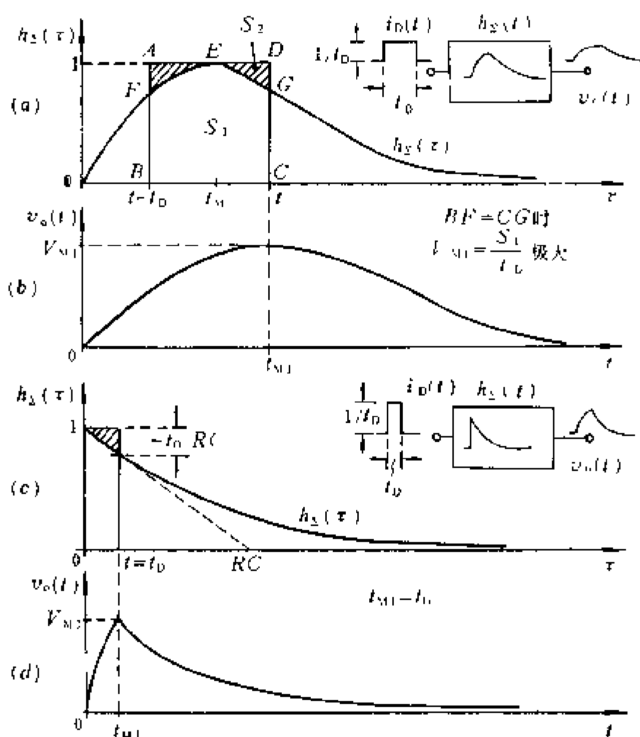


图6-3-2 矩形电流脉冲通过线性系统时，确定输出信号幅度（V_{M1}）和弹道亏损的图解

(a) 和 (b) 一般系统的典型冲击响应和输出波形

(c) 和 (d) 指数函数的冲击响应和输出波形

当输入矩形电流脉冲、冲击响应是指数函数时，如图6-3-2(c)所示，归一化的冲击响应为$h_\Sigma(\tau)=e^{-\tau/RC}u(\tau)$。$h_\Sigma(\tau)$的前沿阶跃增长，在阶跃处$h_\Sigma(\tau)$可取0到1之间的任何数值。根据（6.3.8）式，$t=t_D$时$S_2$最小。如果$t_D \ll RC$，

$$(S_2)_{min}\approx\frac{t_D^2}{(2RC)}$$

则

$$D_B=\frac{(S_2)_{min}}{S}\approx t_D/2RC \tag{6.3.10}$$

探测器的输出回路通常是并联RC电路，其冲击响应为指数函数。如果要求由此引起的弹道亏损小于0.1%，应有

$$RC>\frac{t_D}{2}\times 10^3$$

PIN探测器的输出电流脉冲宽度在10^{-7}s以内，为此，RC应大于50μs。这在实际电路中通常可以满足。

但是，出于提高信号噪声比和减少堆积效应的考虑，决定系统冲击响应的时间常数常常

比探测器输出回路的时间常数小得多，因此系统中位于探测器输出回路后面的信号成形网络乃是决定弹道亏损的主要因素。为了不使弹道亏损过大，系统冲击响应的时间常数应比信号宽度t_D大得多，使$(S_2)_{min}$很小。

除了上述图解法外，还可以用近似的计算法。考虑一种典型的冲击响应，如图6-3-2(a)，$t=t_M$时，$h_\Sigma(t)$达到最大值1，并且一阶导数等于零。在t_D较小的情况下，求$(S_2)_{min}$时积分限取在峰值两侧的小范围内，因此，可以用泰勒级数的前两项来近似拟合峰值附近的$h_\Sigma(t)$曲线，即

$$h_\Sigma(t)\approx 1+\frac{1}{2}h_\Sigma''(t_M)(t-t_M)^2$$

因为$h_\Sigma(t)$在t_M处的二阶导数$h_\Sigma''(t_M)$小于零，上式可以写成

$$h_\Sigma(t)\approx 1-\frac{1}{2}|h_\Sigma''(t_M)|(t-t_M)^2 \tag{6.3.11}$$

作此近似后，$h_\Sigma(t)$的拟合曲线为抛物线，在$t=t_M$两边对称，所以$t_{M1}=t_M+t_D/2$，因此得

$$(S_2)_{min}=\int_{t_M-t_D/2}^{t_M+t_D/2}[1-h_\Sigma(t)]dt$$

$$\approx\frac{1}{24}|h_\Sigma''(t_M)|(t_D)^3$$

$$D_B=\frac{(S_2)_{min}}{S}\approx\frac{1}{24}|h_\Sigma''(t_M)|t_D^2 \tag{6.3.12}$$

采用CR-RC滤波器时，包括前置放大器在内的系统冲击响应已由（6.1.28）式给出

$$h_\Sigma(t)=\frac{t}{\tau C_f}e^{-t/\tau}u(t)$$

求其在t_M处的二阶导数代入上式，得

$$D_B=\frac{1}{24}\left(\frac{t_D}{\tau}\right)^2$$

在$\tau=1\mu s$，而且$t_D<100ns$时，$D_B<0.04\%$。这相当于使用PIN探测器和$\tau=1\mu s$的CR-RC滤波器时的弹道亏损。

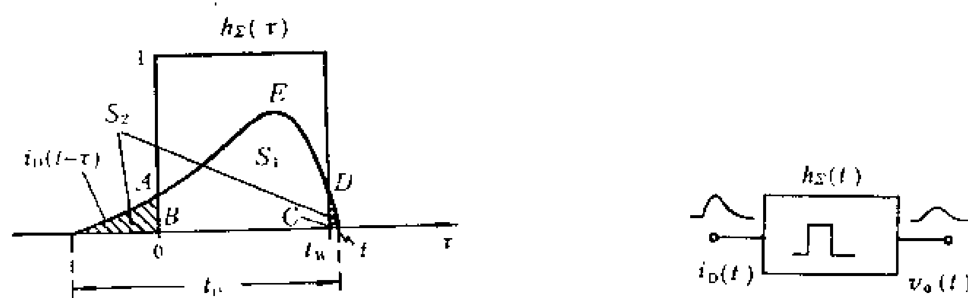


图6-3-3 任意波形的单向信号$i_D(t)$通过矩形冲击响应的线性系统时，弹道亏损的图解

② 冲击响应为矩形函数时的弹道亏损 如果线性系统的冲击响应为矩形函数而输入电流为单向的任意函数，情况和①相类似。如图6-3-3，设输入电流$i_D(t)$的持续时间为t_D，冲

击响应为

$$h_{\Sigma}(\tau)=\begin{cases}1 & 0<\tau<t_W\\ 0 & \text{其它的}\tau\end{cases}$$

由（6.3.2）式得输出信号

$$v_O(t)=\int_0^{t_W} i_D(t-\tau)d\tau$$

上式之积分值即为图6-3-3中的面积$S_1(ABCDE)$。S_1的极大值满足与（6.3.8）式相似的关系，当

$$i_D(t)=i_D(t-t_W)，\ 即AB=CD$$

时输出最大幅度

$$V_{M1}=(S_1)_{max}=\left[\int_0^{t_W} i_D(t-\tau)d\tau\right]_{max}$$

采用归一化参数时，$V_M=1$，弹道亏损为

$$D_B=1-(S_1)_{max} \tag{6.3.13}$$

$1-(S_1)_{max}$就是图中影线部分的面积$(S_2)_{min}$。

由此可见，如果$i_D(t)$的持续时间$t_D \leqslant t_W$，则$(S_1)_{max}=1$，即不存在弹道亏损。如果$h_{\Sigma}(t)$不为矩形，由图 6-3-3 可知，只要 $h_{\Sigma}(t)$ 有持续时间大于 t_D 的平顶，不管平顶以外的形状如何，皆可以不产生弹道亏损。因此，在探测器输出电流脉冲宽度变化较大时，设计具有一定平顶的冲击响应的系统，对减少弹道亏损是有利的。

上述结论也可如下理解。当面积为Q的输入信号持续时间为t_D时，如果把信号分解成分布在t_D内的 n 个冲击，每个冲击的强度为Q_k，$\sum_{k=1}^{n}Q_k=Q$。每个冲击在系统输出端产生的信号波形和系统的冲击响应 $h_{\Sigma}(t)$ 一样，幅度为 $Q_k h_{\Sigma M}$，相互延迟时间不超过 t_D。当冲击响应 $h_{\Sigma}(t)$ 具有大于 t_D 的平顶时，各个冲击的输出信号最大值总可在某一时刻全部迭加在一起，使迭加成的总输出信号幅度为$\sum_{k=1}^{n} Q_k h_{\Sigma M}=Qh_{\Sigma M}$，和强度为$Q$的冲击输入时得到的输出信号幅度一样，没有弹道亏损。

当探测器的电荷收集时间有涨落时，弹道亏损随之改变，使相同电荷量的电流脉冲产生的输出幅度出现涨落，从而使幅度分布加宽，能量分辨率变坏。由弹道亏损引起的幅度谱与冲击响应的形状和电荷收集时间的概率分布有关，后者取决于探测器和放射源的实际条件。对于CR-RC成形，假设t_D在t_{D1}到t_{D2}范围内变化，每个电流脉冲的电荷量相等，那么输出幅度谱的相对线宽近似为$\frac{t_{D2}^2-t_{D1}^2}{24\tau^2}$[1]。若 $\tau=1\mu s$，$t_{D1}=0.1\mu s$，$t_{D2}=0.11\mu s$，则相对线宽≈0.01%。资料中估计，对于1cm厚的锗探测器，用 $\tau=1\mu s$ 的CR-RC滤波成形电路，电荷收集时间涨落引起的幅度谱相对线宽约为0.03%。由此可见，在通常情况下弹道亏损引起的谱形畸变与探测器固有分辨率和噪声等因素相比往往可以忽略。只有在大体积探测器中电荷收集时间的涨落很大时才有影响。

---

[1] M. G. Strauss, *Nucl. Instr. and Meth.*, 46, 45(1967).

6.3.2 堆积畸变

第二章第一节推导的坎贝尔定理，可用来计算输入随机冲击时系统输出端产生的信号平均值和均方差。但是，在核电子学的能谱分析系统中，仅仅知道输出信号的平均值及其均方差是不够的，还需要知道由于信号在输出端的堆积，幅度分布发生了什么样的畸变。下面将分析信号堆积引起的谱形畸变[1]，它与输出信号波形和工作的计数率有关。不考虑弹道亏损，并认为输出信号的波形和系统冲击响应的形状相同。前面已经指出，核电子学的谱仪系统出于限制噪声的考虑，通频带不能很宽。也就是说冲击响应必然具有一定的上升和下降时间。当系统中存在隔直流电路等大时间常数电路时，冲击响应还有缓慢恢复的尾部。所以，在一般情况下，系统的冲击响应$h_\Sigma(t)$或输出波形具有图6-2-1那样的形状：在一个突起的峰部后面有缓慢衰减的尾部。这个幅度很小而衰减缓慢的尾部，有的是和$h_\Sigma(t)$的峰部同极性的，有的是反极性的(图6-2-1(b)、(c)之影线部分)。

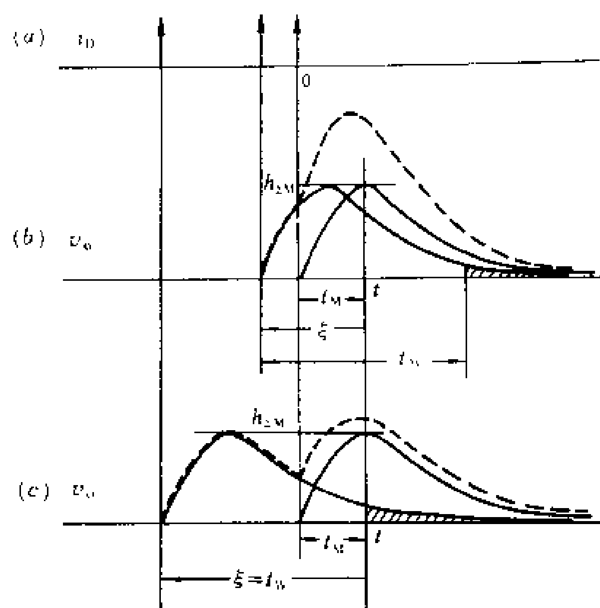


图6-3-4 峰堆积后的输出波形

(a) 输入冲击 (b) 峰堆积后的输出波形(虚线)，$0<\xi<t_W$ 时 (c) 峰堆积后的输出波形(虚线)，$\xi=t_W$时

既然冲击响应有一定的峰部和尾部，在输入冲击的计数率比较高时，输出信号就可能堆积起来，如图6-3-4所示。设被测冲击在$t=0$时输入，冲击强度为1，输出信号幅度为$h_{\Sigma M}$。在t时刻测量$h_{\Sigma M}$时，所有在t之前输入的其它冲击所产生的输出信号，都可能对t时刻的测量结果有影响。

为了分析不同时刻τ输入的冲击对同一测量时间t的影响，以两者之差$\xi=t-\tau$作为新的时间变量。按照影响大小和发生影响的概率，可以分两种情况来分析。

峰堆积($0<\xi<t_W$)。在测量时刻t，除了被测信号之外存在1个或1个以上堆积信号的峰部，称为峰堆积[1)]，如图6-3-4(b)所示，以t_W作为峰部持续时间，产生峰堆积的条件是$0<\xi<t_W$。图6-3-4(c)是$\xi=t_W$时的情况。显然，ξ再大些就不会发生峰堆积了。所以发生峰堆积的概率是在t_W内出现1个、2个……冲击的概率总和。在信号计数率满足$\bar{n}\ll\frac{1}{t_W}$时，发生峰堆积的概率是不大的。但是，一旦发生峰堆积，对被测信号波形和幅度就有较大的影响。

[1] M. Konrad, IEEE. *Trans. on Nuclear Science*, NS-15, No. 1, 268 (1968).

1) 峰堆积——Peak pile up.

尾堆积($\xi \geqslant t_W$)。在测量时刻t，出现1个或1个以上的堆积信号尾部，称为尾堆积[1]。由于信号尾部幅度不大($\varepsilon \ll 1$)，变化又缓慢，尾堆积对信号波形影响不大。但是，由于尾部延伸很长，在测量时刻t会有大量尾部堆积起来，结果是使被测信号的基线发生变化，从而影响到被测信号的峰值电平。

下面分别讨论峰堆积和尾堆积。

1. 峰堆积对被测信号幅度的影响

峰堆积引起的输出电压的均方差为

$$\sigma^2(v_{PP}) = \bar{n}\overline{Q^2}\int_0^{t_W} h_\Sigma^2(t)dt \tag{6.3.14}$$

这里讨论峰堆积引起的谱形畸变。上面已经说过，在计数率$\bar{n}$不太高，即$\bar{n} \ll \frac{1}{t_W}$时，出现峰堆积的概率不大。例如$\bar{n} = 10^4/\mathrm{s}$，$t_W = 20\mu\mathrm{s}$，$\bar{n}t_W = 0.2$时，由(2.1.50$a$)式知在$t_W$内不出现信号的概率为

$$P(0, t_W) = \mathrm{e}^{-\bar{n}t_W} = \mathrm{e}^{-0.2} = 0.82 \tag{6.3.15}$$

这就是不出现峰堆积的概率。也就是说，在计数率高到$\bar{n}t_W = 0.2$时，即信号峰部持续时间占信号平均间隔的20%时，82%的信号仍不会因峰堆积而发生幅度畸变。

在t_W内出现1个信号的概率为

$$P(1, t_W) = \bar{n}t_W \mathrm{e}^{-\bar{n}t_W} = 0.2\mathrm{e}^{-0.2} = 0.16 \tag{6.3.16}$$

这是在测量时刻t出现一个堆积信号峰部的概率。也就是说在$\bar{n}t_W = 0.2$时，在测量时刻t，有16%的概率受到另一信号的堆积，其电压将增大，$\varepsilon h_{\Sigma M} \longrightarrow h_{\Sigma M}$（设峰部电平恒大于零）。

在t_W内出现2个信号的概率为

$$P(2, t_W) = \frac{1}{2}(\bar{n}t_W)^2 \mathrm{e}^{-\bar{n}t_W} = 0.016 \tag{6.3.17}$$

这是在测量时刻t出现2个堆积信号峰部的概率，只有1.6%。但是，被测信号的幅度可能增大$2\varepsilon h_{\Sigma M} \longrightarrow 2h_{\Sigma M}$。由上述分析可知，峰堆积通常是受1、2个信号的堆积。

下面用图解法来分析发生峰堆积后的输出信号波形和幅度分布的畸变。我们先分析一种简单情况。设输入冲击的强度恒为1，系统的冲击响应为矩形函数(图6-3-5(a)中的$h_{\Sigma 1}(t)$)。信号A为被测信号，B、C为在A上发生峰堆积的两个信号。仅有B的峰堆积和同时有B、C峰堆积时的输出信号波形如图6-3-5(b)所示，幅度V_M分别为无堆积时输入幅度$h_{\Sigma M}$的2倍和3倍。此系统后面的幅度分析设备将记录到幅度为$2h_{\Sigma M}$和$3h_{\Sigma M}$的堆积信号，其幅度分布的概率密度即幅度谱取冲击函数的形式，如图6-3-5(c)。冲击函数的强度就是该幅度的出现概率。设无堆积时在$V_M = h_{\Sigma M}$处记录到信号的概率P为100%，即图中谱线①的高度为100%。堆积发生后($\bar{n}t_W = 0.2$)，图中$h_{\Sigma M}$处谱线①的高度下降到82%，$2h_{\Sigma M}$处谱线②的高度为16%，$3h_{\Sigma M}$处谱线③的高度为1.6%。通常情况下，三个和三个以上信号堆积在一起的概率很小，可以忽略不计。

如果系统的冲击响应如图6-3-5(a)的$h_{\Sigma 2}(t)$，则在同样情况下，除了有幅度为$h_{\Sigma M}$的无堆积信号和幅度为$2h_{\Sigma M}$、$3h_{\Sigma M}$的有堆积信号输出之外，A、B两个信号的峰堆积还可能产生

1) 尾堆积——Tail pile up.

幅度在 $h_{\Sigma M}$ 到 $2h_{\Sigma M}$ 间的其它输出信号，A、B、C 三个信号的峰堆积还可能产生幅度在 $h_{\Sigma M}$ 到$3h_{\Sigma M}$间的其它输出信号。忽略后者对谱形分布的影响时，仅考虑 A、B 峰堆积的幅度分布谱将如图6-3-5(d)所示。

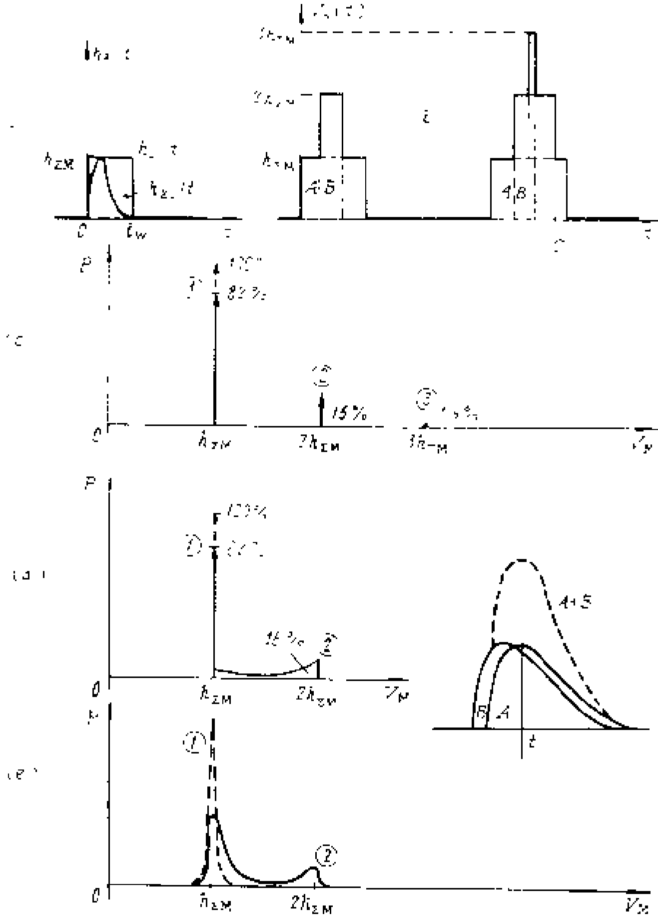


图6-3-5　峰堆积和它对幅度谱的影响（$\bar{n}t_W=0.2$，除(e)外输入冲击强度恒为1）

(a) 两种冲击响应 $h_{\Sigma 1}(t)$和$h_{\Sigma 2}(t)$　(b) 冲击响应为$h_{\Sigma 1}(t)$时的堆积波形　(c) 有峰堆积时的幅度谱，(冲击响应为 $h_{\Sigma 1}(t)$)　(d) 有峰堆积时的幅度谱，(冲击响应为$h_{\Sigma 2}(t)$，只考虑一个堆积信号)　(e) 有峰堆积时的幅度谱，(输入冲击强度有一定分布(虚线)，冲击响应为 $h_{\Sigma 2}(t)$，只考虑一个堆积信号)

V_M为输出幅度，P为幅度分布的概率密度

粗略地说，在测量时刻 t 堆积脉冲的平坦部分迭加在被测幅度上的概率比陡峭部分的大[1]，所以，出现幅度为 $2h_{\Sigma M}$ 的概率较大（图6-3-5(d)②）。

实际核辐射脉冲的冲击强度并不相同。即使同样能量的粒子产生的探测器输出信号，幅度也有一定的分布。没不出现堆积时的谱线如图6-3-5(c)的虚线所示，则在上述同样条件下，存在 A、B 两个信号峰堆积时的谱线将如实线所示。幅度谱中出现了假峰②，而且真峰①的高度下降，宽度变大，峰位有右移的趋势。

如果系统的冲击响应有下冲(图6-2-1(c))，下冲幅度$V_{M-}=\alpha h_{\Sigma M}$，则发生峰堆积时还可能使被测信号幅度减小，产生$(1-\alpha)h_{\Sigma M}$到$h_{\Sigma M}$的输出信号幅度，幅度谱在$(1-\alpha)h_{\Sigma M}$处可能出现假峰，而且真峰峰位有左移的可能。

总之，峰堆积以后，幅度谱不仅取决于无堆积时的幅度分布，而且还和冲击响应的形状以及输入计数率有关，幅度谱一般不符合高斯分布。堆积谱形的计算十分复杂，只有借助于电子计算机才能完成。上面所说的图解法可以给出一些粗略的分析结果。如果在核电子学的信号处理系统中，采用能判断堆积是否发生并能把堆积信号舍弃的电路，那么就可以克服峰堆积对谱形的影响（见第八章）。仔细计算发生峰堆积后的信号波形和谱形畸变，就不是十分重要的了。

如果信号的计数率比较低，例如 $\bar{n}t_W<0.01$，则发生峰堆积的概率只有1%，峰堆积对

[1] E. 科瓦尔斯基著，何殿祖译，核电子学，第110页，原子能出版社，1975年。

谱形的影响不明显。这相当于在$t_W=50\mu s$时，$\bar{n}<200/s$；在$t_W=5\mu s$时，$\bar{n}<2000/s$。

2. 尾堆积对基线的影响

前面已经指出，比测量时间提前t_W和t_W以上（$\xi\geqslant t_W$）的那些脉冲，它们产生的堆积为尾堆积。如图6-3-6(a)，起作用的是冲击响应$h_\Sigma(t)$的尾部（影线部分），幅度虽然小，但持续时间长。大量幅度小、变化慢的尾堆积，形成一个缓慢变化的电平，使输出信号的基线发生变化。如图6-3-6(b)所示，尾部堆积使输出信号的峰部迭加在一个缓慢波动的基线上。根据坎贝尔定理[(2.1.63)和(2.1.64)式]，在测量时刻t尾堆积的平均值（即基线偏移的平均值）为

$$\bar{v}_{bl}=\bar{n}\bar{Q}\int_{t_W}^{\infty}h_\Sigma(t)dt \tag{6.3.18}$$

均方差（即基线涨落的均方值）为

$$\sigma^2(v_{bl})=\bar{n}\overline{Q^2}\int_{t_W}^{\infty}h_\Sigma^2(t)dt \tag{6.3.19}$$

必须指出，这里的基线电平v_{bl}是指某一测量时刻t以前的各信号尾部对t时输出电平的总贡献，不包括各信号峰部的贡献。因此$\bar{v}_{bl}$和输出波形的平均值是有区别的。由于这里计算的v_{bl}是大量随机信号尾部的集合，v_{bl}的分布可以近似为高斯分布。所以，求得$\sigma(v_{bl})$后就可得出v_{bl}分布的形状和半高宽，从而确定对幅度分辨率的影响。这一点是和峰堆积不同的。虽然峰堆积也可用坎贝尔定理来求出峰堆积的平均值和均方差，但是峰堆积常常只是两三个信号的堆积，堆积后的幅度分布一般不符合高斯分布（参看图6-3-5），求出了平均值和均方差也不能推断出峰堆积对幅度分布的影响。所以峰堆积适于用图解法分析，尾堆积则常常用统计方法来计算。这也就是所以要人为地划分冲击响应的峰部和尾部的原因。

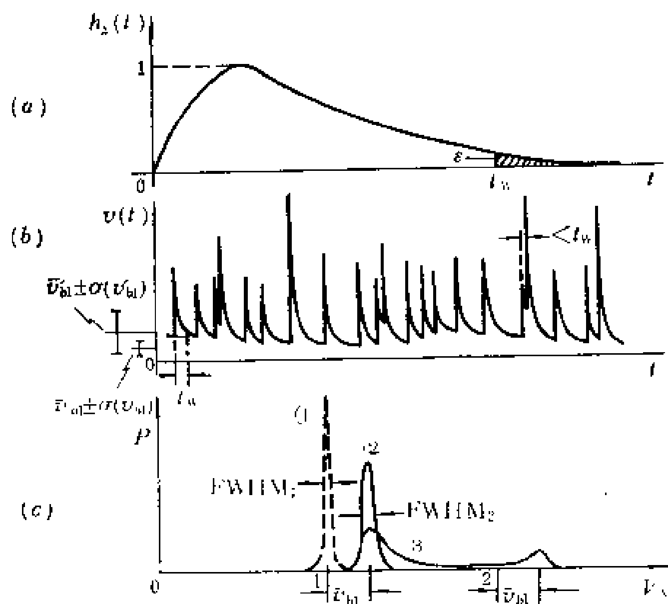


图6-3-6 尾堆积及其对幅度谱的影响

(a)系统的冲击响应$h_\Sigma(t)$（时间轴比图b扩展30倍）
(b)系统在随机冲击输入时的输出信号$v(t)$ (c)$v(t)$的幅度分布谱
①无堆积时 ②只有尾堆积时 ③同时有尾堆积和峰堆积时

在图6-3-6(c)中，设虚线①表示既无峰堆积又无尾堆积时的输出信号幅度分布，它就是输入冲击的强度分布，半高宽为$FWHM_1$。在有尾堆积时，输出信号幅度分布将如图中实线②所示，面积和①一样，而位置移动了$\bar{v}_{bl}$，半高宽为$FWHM_2$。

$$FWHM_2=\sqrt{(FWHM_1)^2+[2.355\sigma(v_{bl})]^2} \tag{6.3.20}$$

在画图6-3-5时，没有考虑尾堆积对基线的影响。实际上峰堆积和尾堆积同时存在，如图6-

3-6(c)中实线③所示。

这里必须再一次说明关于 ε 的选法问题。如前所述，ε 是假设的一个百分数。选定一个 ε 可算出一个 $\bar{v}_{bt}$ 和 $\sigma(v_{bt})$。如果选 $\varepsilon' > \varepsilon$，计算出来的 $\bar{v}'_{bt}$ 和 $\sigma(v'_{bt})$ 就比较大，如图6-3-6(b)所示。似乎在同一系统里，输入同样的信号，尾堆积对基线的影响取决于人为选定的 ε，没有固定的数值。实际上，对同一个系统输入同样的信号，图6-3-6(b)的输出波形并不随所选 ε 不同而变化，因此，包括峰堆积和尾堆积在内的输出幅度分布的总畸变与所选 ε 无关，ε 选得不同只改变峰堆积和尾堆积的比例。峰堆积和尾堆积的划分是人为的，以便于用不同的方法处理。ε 取得太大，计算出来的基线涨落可能不符合高斯分布，所以不能用 $\sigma(v_{bt})$ 乘以2.355计算半高宽；ε 取得太小，峰堆积中就包括有一部分可以简单地用高斯分布处理的幅度涨落。所以 ε 是一个需要根据 $h_\Sigma(t)$ 形状凭经验选取的量。

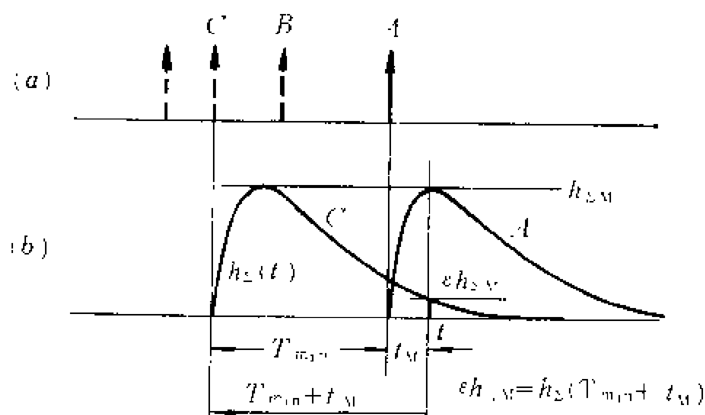


图6-3-7 由峰堆积判弃电路的 T_{min} 决定 ε

(a)输入冲击 (b)输出信号，由 T_{min} 决定 ε

信号处理系统采用堆积判弃电路，可以通过判断输入冲击的时间间隔来判断是否发生峰堆积。通常是根据 $h_\Sigma(t)$ 的宽窄设置这样一个最小时间间隔 T_{min}，在某冲击 A 之前的 T_{min} 内存在其它输入冲击时（如图6-3-7(a)中的 B），它们在输出信号 A 的峰值处引起的堆积都大于某一预定的百分比 ε[图6-3-7(b)]，输出信号 A 就有峰堆积畸变，堆积判弃电路应将信号 A 舍弃。显然，在堆积判弃电路中确定了 T_{min}，也就是确定了划分峰堆积和尾堆积的 ε。由图6-3-7(b)可知，信号 C 在 t 时刻的数值为 $h_\Sigma(t)=h_\Sigma(T_{min}+t_M)$，所以

$$\varepsilon=\frac{h_\Sigma(T_{min}+t_M)}{h_{\Sigma M}}$$

在 T_{min} 取得足够大时，尾堆积引起的基线涨落将近于高斯分布。

有峰堆积的输出信号被堆积判弃电路舍弃后，其余的堆积畸变就只是由所选 ε 决定的尾堆积畸变了。

还应指出，在图6-3-7中冲击 A 之后 t_M 内出现其它冲击时，也会使输出信号 A 有峰堆积畸变。因此，即使在冲击 A 之前 T_{min} 内没有冲击输入，在冲击 A 之后 t_M 内又出现输入冲击时，堆积判弃电路也应将 A 舍弃。

在采用峰堆积判弃电路后（第八章第四节），图6-3-6(c)的谱形曲线③可改善到近于②。尾堆积引起的基线变化也可利用“基线恢复器”来使之减小。采用基线恢复器后，图6-3-6(c)的谱形②可以改善到近于①。

3. 隔直流电路引起的基线偏移和涨落

下面举例分析随机分布脉冲序列通过 CR 隔直流电路后的基线偏移和涨落（不考虑峰堆积）。

CR 电路（图 6-3-8）的冲击响应为

$$h(t)=\delta(t)-\frac{1}{RC}\mathrm{e}^{-t/RC}u(t)。$$

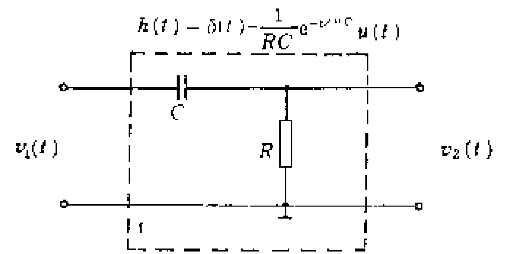


图6-3-8 CR隔直流电路

① 冲击电压输入时

设 $v_1=A\delta(t)$，则

$$v_2=Ah(t)=A\left[\delta(t)-\frac{1}{RC}\mathrm{e}^{-t/RC}u(t)\right]$$

v_2的波形画在图 6-3-9(a)上，显然 v_2 中的 $\delta(t)$ 对尾堆积无贡献，能引起尾堆积的是负极性指数衰减的尾部。令该序列的计数率为 $\bar{n}$，各冲击的平均强度为 $\bar{A}$，由(6.3.18)式得到输出电压的基线偏移

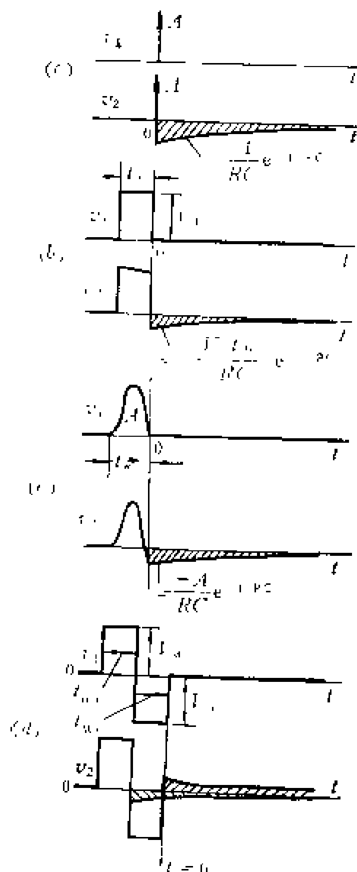


图6-3-9 CR隔直流电路引起的基线偏移

(a)输入冲击电压时 (b)输入矩形脉冲时

(c)输入非矩形单极性脉冲时

(d)输入双向矩形脉冲时

$$\bar{v}_{bl}=-\bar{n}\bar{A}\int_0^{\infty}\frac{1}{RC}\mathrm{e}^{-t/RC}dt=-\bar{n}\bar{A} \qquad (6.3.21)$$

$h(t)$ 的整个负向部分都可能引起尾堆积，所以上式积分下限为0。

输出电压的基线涨落均方值由(6.3.19)式得

$$\sigma^2(v_{bl})=\bar{n}\overline{A^2}\int_0^{\infty}\left(\frac{1}{RC}\right)^2\mathrm{e}^{-2t/RC}dt=\frac{\bar{n}\overline{A^2}}{2RC} \qquad (6.3.22)$$

② 矩形脉冲输入时

如果 v_1 是幅度为 V_1、宽度为 t_{W1} 的矩形脉冲，通过 CR 隔直流电路，可以用卷积分计算输出信号波形 v_2。但是在 $RC\gg t_{W1}$ 时，可使计算简化。此时在 v_1 作用期间 C 上电压的变化与 V_1 比较可以忽略。v_1 结束时(令此时 $t=0$)，C 上的充电电压近似为 V_1t_{W1}/RC，随后，C 放电形成 v_2 的负向尾部 $-\frac{V_1t_{W1}}{RC}\mathrm{e}^{-t/RC}$。这和 v_1 为强度 $A=V_1t_{W1}$ 的冲击函数作用时产生的尾部 $-\frac{A}{RC}\mathrm{e}^{-t/RC}$ 相同。所以，在 v_1 为矩形脉冲时，如果 $RC\gg t_{W1}$，(6.3.21)和(6.3.22)式都可以使用，只须把各式中的 A 换为 V_1t_{W1}，即

$$\bar{v}_{bl}=-\bar{n}\overline{V_1t_{W1}} \qquad (6.3.23)$$

$$\sigma^2(v_{bl})=\frac{\bar{n}\overline{(V_1t_{W1})^2}}{2RC} \qquad (6.3.24)$$

③ 非矩形单极性脉冲输入时

如图 6-3-9(c)所示，设 v_1 的面积为 A，底宽为 t_{W1}。当 $RC\gg t_{W1}$ 时，v_1 结束时给 C 充电所

达到的电压近似为$\int_0^{t_{W1}} \frac{v_1}{RC} dt = \frac{A}{RC}$。上两式都可以使用只是式中的$V_1 t_{W1}$要换为$v_1$的面积$A$。

④ 双极性矩形脉冲输入时

如图6-3-9(d)所示，设v_1为正向矩形脉冲之后又有一个负向矩形脉冲，前者幅度为V_a，宽度为t_{Wa}，后者分别为V_b、t_{Wb}，总宽度$t_W = t_{Wa} + t_{Wb}$。令v_1结束时刻$t=0$。v_1可分解为三个阶跃电压

$$v_1 = V_a u(t + t_{Wa} + t_{Wb}) - (V_a + V_b) u(t + t_{Wb}) + V_b u(t)$$

利用迭加定理v_2的尾部可表示为

$$v_2 = V_a e^{-(t+t_{Wa}+t_{Wb})/RC} - (V_a + V_b) e^{-(t+t_{Wb})/RC} + V_b e^{-t/RC}$$

化简得

$$v_2 = [-V_a e^{-t_{Wb}/RC}(1 - e^{-t_{Wa}/RC}) + V_b(1 - e^{-t_{Wb}/RC})] e^{-t/RC}$$

将v_2按泰勒级数展开，在$t_{Wa}/RC \ll 1$和$t_{Wb}/RC \ll 1$时，v_2的尾部近似为

$$v_2 \approx \left[-\frac{V_a t_{Wa}}{RC} \left(1 - \frac{t_{Wb}}{RC} - \frac{t_{Wa}}{2RC}\right) + \frac{V_b t_{Wb}}{RC} \left(1 - \frac{t_{Wb}}{2RC}\right) \right] e^{-t/RC} \qquad (6.3.25)$$

上式方括弧内的前项和后项分别是v_1的前瓣和后瓣的贡献，如图 6-3-9(d)中的影线所示。如果前后两项相等，即

$$\frac{V_b t_{Wb}}{V_a t_{Wa}} = \frac{1 - \frac{t_{Wb}}{RC} - \frac{t_{Wa}}{2RC}}{1 - \frac{t_{Wb}}{2RC}} \approx 1 - \frac{t_W}{2RC} \qquad (6.3.26)$$

则v_2为零。也就是说，当双极性脉冲的后瓣面积和前瓣面积之比满足（6.3.26）式时，没有尾堆积，也就没有基线偏移和涨落。这是在交流耦合系统中，信号成形为双极性脉冲可以避免基线偏移和基线涨落的依据。实际的双极性信号大都前后瓣面积相等($V_a t_{Wa} = V_b t_{Wb}$)，这时（6.3.25)式成为

$$v_2 \approx \frac{V_a t_{Wa}}{RC} \left(\frac{t_W}{2RC} \right) e^{-t/RC}$$

设每个脉冲的t_{Wa}和t_{Wb}都相同，幅度V_a随机变化，则基线偏移为

$$\overline{v_{bl}} = \bar{n} \overline{V}_a t_{Wa} \left(\frac{t_W}{2RC} \right) \qquad (6.3.27)$$

基线涨落的均方值为

$$\sigma^2(v_{bl}) = \frac{\bar{n} \overline{V_a^2} t_{Wa}^2}{2RC} \left(\frac{t_W}{2RC} \right)^2 \qquad (6.3.28)$$

也就是说，等面积双极性脉冲通过隔直流电路时，仍有基线偏移和基线涨落。这里基线涨落的存在并不奇怪。因为我们定义的基线偏移是指某一测量时刻t以前的各信号尾部所产生的输出平均，而不是指包括信号峰部在内的输出电压平均值。等面积双极性脉冲输入时，输出电压的平均值为零，而基线偏移不为零。但是与单极性脉冲的（6.3.23)和(6.3.24）两式相比，因为t_{Wa}、$t_{Wb} \ll RC$，双极性脉冲的基线偏移和涨落要小得多。

应当说明，在②至④的计算中都以v_1的结束时刻作为v_2峰部和尾部的分界线，并且上面仅计算了尾堆积对基线的影响，没有分析峰堆积。

对于非矩形双向脉冲，上述分析基本上适用。

当不满足 t_{wa}、$t_{wb} \ll RC$ 的任意形状脉冲通过隔直流电路时，M.Konrad 提出了一种基线涨落的近似计算方法，见p.164脚注所引资料。

第四节　无源阻容滤波成形

CR-RC滤波器是最简单的无源阻容滤波器，前面已经介绍。这一节分析以CR 和 RC电路为基础的常用无源阻容滤波器的特性。主要分析它们的信噪比和脉冲形状。为简单起见，不作详细计算，公式推导见附录二。

6.4.1　CR-$(RC)^m$滤波成形的输出波形和信噪比

前已指出，在幅度分析的信号处理系统中，CR 电路可以接在前置放大器后作白化滤波器；RC电路是所需匹配滤波器的简单近似，多级RC积分电路可以有更好的特性。

如图6-4-1之幅度分析信号处理系统，CR-$(RC)^m$ 滤波成形网络由一次 CR 微分和 m 次 RC积分电路组成，通常微分、积分时间常数相同，均等于τ，级间用放大级隔离，以免相互影响。假设放大级都是理想的电压放大器，即输入阻抗无穷大，输出阻抗为零，通频带无限宽，并设电压放大倍数等于1。

1．输出波形

由（2.1.45）和（2.1.47）式得知，CR-$(RC)^m$滤波器的频率响应为

$$H(\omega)=\frac{j\omega\tau}{(1+j\omega\tau)^{m+1}} \tag{6.4.1}$$

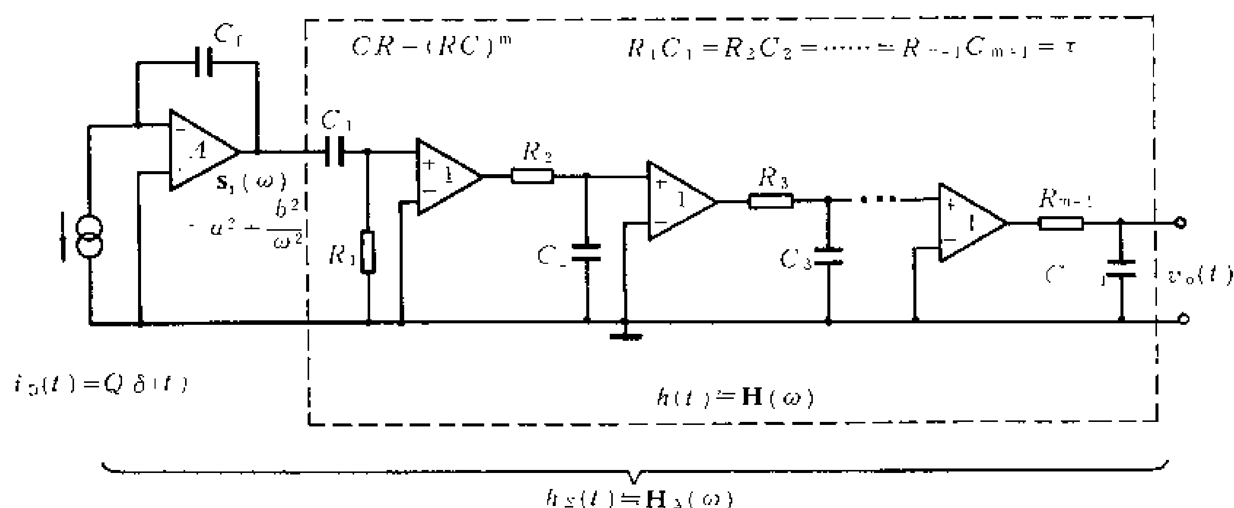


图6-4-1　CR-$(RC)^m$滤波成形

电荷灵敏前置放大器的频率响应是$1/j\omega C_f$，因此，从输入探测器电流 $i_D(t)$ 到输出电压 $v_o(t)$止，整个系统的频率响应为

$$H_\Sigma(\omega)=\frac{\tau}{C_f(1+j\omega\tau)^{m+1}} \tag{6.4.2a}$$

式中$j\omega$用s代替，得到系统的传递函数

$$H_\Sigma(s)=\frac{\tau}{C_f(1+s\tau)^{m+1}}=\frac{1}{\tau^m C_f(s+1/\tau)^{m+1}} \qquad (6.4.2b)$$

求$H_\Sigma(s)$之拉氏反变换，得系统的冲击响应

$$h_\Sigma(t)=\frac{1}{m!C_f}\left(\frac{t}{\tau}\right)^m e^{-t/\tau}u(t) \qquad (6.4.3a)$$

通常$i_D(t)$可近似为冲击函数，令$i_D(t)=Q\delta(t)$，故输出电压波形为

$$v_o(t)=Qh_\Sigma(t)=\frac{Q}{m!C_f}\left(\frac{t}{\tau}\right)^m e^{-t/\tau}u(t) \qquad (6.4.3b)$$

在复频域里系统的传递函数有$m+1$阶负实数极点$P=-1/\tau$，对应的时域波形$h_\Sigma(t)$和$v_o(t)$是单极性的。

令$dh_\Sigma(t)/dt=0$，得到当$t=t_M=m\tau$时，$h_\Sigma(t)$达到最大值

$$h_{\Sigma M}=\frac{m^m}{m!C_f e^m} \qquad (6.4.4a)$$

相应的输出电压最大值为

$$V_M=\frac{Qm^m}{m!C_f e^m} \qquad (6.4.4b)$$

由（6.4.3b）式确定的输出电压波形画于图6-4-2中。如第二章第二节所述，m每增加1，在复频域里就增加一个极点，在时域里则完成一次以指数函数为权的平均。因此，幅度减小，峰位后移，脉冲持续时间延长，并且峰两边的波形愈趋近于对称。$m=1$、2、3和4时，以Q/C_f为单位的V_M分别为0.368，0.271，0.224和0.195。由于输出信号的幅度和时间标度是可以通过改变放大倍数和时间常数来调节的，在比较各类滤波成形电路的性能时，输出脉冲的相对形状才是主要的依据。

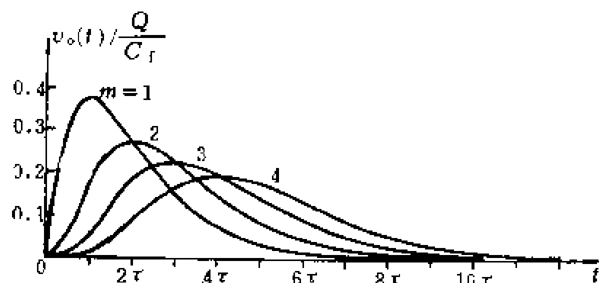


图6-4-2　CR-$(RC)^m$成形电路的输出波形

采用归一化时间$t'=t/\tau$，并将幅度归一化（最大值为1），则冲击响应或输出波形可表示为

$$h_\Sigma(t')=v_o(t')=\left(\frac{et'}{m}\right)^m e^{-t'}u(t') \qquad (6.4.5)$$

根据泊松分布和高斯分布之间的关系，当$m\to\infty$时，（6.4.3b）和（6.4.5）式趋近于高斯分布，但峰值出现在无穷远处。若将峰值平移到$t=0$处，则高斯型滤波成形的输出波形表示为

$$v_o(t)=\frac{Q}{C_f}e^{-t^2/2\tau_g^2} \qquad (6.4.6)$$

τ_g决定脉冲的时间标度。高斯型滤波成形的主要性能可由上式计算，也可以根据CR-$(RC)^m$的结果取极限（$m\to\infty$）得出。下面即将说明，高斯型成形的主要性能是CR-$(RC)^m$中最好的，但是具有无限长的前沿，无法实现。实际上常取某一较大的m来近似得到高斯成形，例如取$m=4$，称为准高斯或半高斯成形。对于不同的m，从输入探测器电流冲击到输出信号达

到最大值的10%，$CR-(RC)^m$成形的输出信号延迟时间t_{dl}如下：

RC为恒定τ	$RC=\tau=\tau_{opt}=\frac{\tau_c}{\sqrt{2m-1}}$（见6.4.7式）
$m=1$，$t_{dl}=0.038\tau$，	$t_{dl}=0.038\tau_c$；
$m=2$，$t_{dl}=0.265\tau$，	$t_{dl}=0.153\tau_c$；
$m=3$，$t_{dl}=0.633\tau$，	$t_{dl}=0.283\tau_c$；
$m=4$，$t_{dl}=1.085\tau$，	$t_{dl}=0.410\tau_c$。

可知，对于恒定的时间常数τ，t_{dl}随m增大而迅速增大。但是在m大时，为了得到最佳时间常数，τ可以取得小些，t_{dl}随m增大变慢。m从1变到4，t_{dl}约从$0.04\tau_c$变到$0.4\tau_c$。

2. 信噪比

由（6.4.1）式得

$$|H(\omega)|^2=\frac{(\omega\tau)^2}{[1+(\omega\tau)^2]^{m+1}}$$

忽略$1/f$噪声时，$CR-(RC)^m$滤波器的信噪比可用（6.1.50）至（6.1.52）式计算，其中常数I_a和I_b由（6.1.46）和（6.1.47）式确定。

$$I_a=\frac{1}{\pi C_f^2}\int_0^\infty|H(\omega)|^2d(\omega\tau)$$

$$=\frac{1}{\pi C_f^2}\int_0^\infty\frac{(\omega\tau)^2d(\omega\tau)}{[1+(\omega\tau)^2]^{m+1}}$$

由附录二中的（A.2.1）式得

$$I_a=\frac{(2m-3)!!}{2C_f^2\ (2m)!!}$$

式中　$(2m-3)!!=(2m-3)(2m-5)\cdots\cdots5.3.1$，

$(2m)!!=2m(2m-2)\cdots\cdots6.4.2$

同理

$$I_b=\frac{1}{\pi C_f^2}\int_0^\infty\frac{|H(\omega)|^2d(\omega\tau)}{(\omega\tau)^2}$$

$$=\frac{1}{\pi C_f^2}\int_0^\infty\frac{d(\omega\tau)}{[1+(\omega\tau)^2]^{m+1}}$$

由（A.2.2）式得

$$I_b=(2m-1)I_a$$

当时间常数τ满足（6.1.48）式时信噪比最高，最佳时间常数

$$\tau=\tau_{opt}=\sqrt{\frac{I_a}{I_b}}\tau_c=\frac{\tau_c}{\sqrt{2m-1}} \tag{6.4.7}$$

$\tau_c=a/b$。由（A.2.4）式知，信噪比劣值系数

$$F=\frac{\eta_\infty}{\eta_{opt}}=\frac{m!\,e^m}{m^m}(2m-1)^{\frac{1}{4}}\left[\frac{(2m-3)!!}{2(2m)!!}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{6.4.8}$$

不同积分次数m的τ_{opt}和F值列于表6-6-1中。例如，$m=1$时$\tau_{opt}=\tau_c$，$F=1.359$；$m=4$时$\tau_{opt}=0.378\tau_c$，$F=1.164$；$m\to\infty$（高斯型）时$F=1.120$。可见随着m的增加，信噪比提高，并趋近于一极限值。因此，从信噪比方面考虑，通常取四次积分已足够了。如果τ不同于τ_{opt}，信噪比由式（6.1.52）或表6-1-1和图6-1-10给出。

附录二中计算了对$1/f$噪声的信噪比。关于$1/f$噪声我们得到下列结论：第一，信噪比和时间常数τ无关，因而$1/f$噪声的强弱不影响由a、b噪声确定的最佳时间常数。第二，当m变动时，相应$1/f$噪声的信噪比变化不大。对于其它类型的滤波成形电路，情况也如此。

按照本章第二节，在最佳时间常数时，CR-$(RC)^m$输出波形的时间参数：达峰时间t_M、脉冲宽度$t_W(1\%)$和$t_W(0.1\%)$已列于表6-6-1中，其中$t_M=\frac{m}{\sqrt{2m-1}}\tau_c$，脉宽由数值计算得出。

必须指出，提高信噪比和减小脉冲宽度这两方面的要求往往有矛盾。对于一定型式的滤波成形电路，当τ_c给定时，获得最佳时间常数使信噪比最高，输出波形及其时间参数也就确定了，这和计数率等方面的要求常常不一致。实际上，只得在这两方面取折衷，或另选性能更好的电路，例如可选用第八章中的时变滤波成形电路。

6.4.2 CR-$(RC)^m$滤波成形引起的信息畸变

对于矩形的探测器电流脉冲，系统的弹道亏损可用（6.3.12）式近似计算，其中幅度归一化的冲击响应用（6.4.5)式代入，则

$$D_B\approx\frac{1}{24}\left|h''_{\Sigma}(t'_M)\right|\left(\frac{t_D}{\tau}\right)^2$$

峰值所在位置$t_M=m\tau$，即$t'_M=t_M/\tau=m$，可求得

$$h''_{\Sigma}(t'_M)=\left.\frac{d^2h_{\Sigma}(t')}{d(t')^2}\right|_{t'=m}=-\frac{1}{m} \tag{6.4.9}$$

所以

$$D_B\approx\frac{1}{24m}\left(\frac{t_D}{\tau}\right)^2 \tag{6.4.10}$$

最佳时间常数时，$\tau_{opt}=\tau_c/\sqrt{2m-1}$，则

$$D_B\approx\frac{2m-1}{24m}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2 \tag{6.4.11}$$

$m=1$、2，3，4和∞时，以$(t_D/\tau_c)^2$为单位的D_B分别为$\frac{1}{24}$，$\frac{1}{16}$，$\frac{1}{14.4}$，$\frac{1}{13.7}$和$\frac{1}{12}$。

图6-4-3为输入指数衰减和矩形探测器电流脉冲时CR-$(RC)^m$电路的弹道亏损。上述电流脉冲在探测器输出端经C_f积分后分别得到指数上升和线性上升的电压脉冲，这就是CR-$(RC)^m$成形电路的输入电压。图中横坐标t_R/τ是输入电压上升时间与时间常数之比。对于指数衰减的探测器电流脉冲$i_D(t)\propto e^{-t/\tau_0}$（$\tau_0$是衰减时间常数），$i_D(t)$的平均宽度$=\int_0^\infty e^{-t/\tau_0}dt=\tau_0$，$t_R=2.2\tau_0$；对于矩形脉冲，$t_R=t_D$，$t_D$是探测器电流脉冲的持续时间，即平均宽度。图中的四条直线平行，说明对于指数衰减的电流脉冲，D_B与t_R/τ的函数关系和矩形的相同，两者的D_B与$(t_R/\tau)^2$成正比。将横坐标换成τ_0/τ和t_D/τ，可以看出，两者在平均宽度相同（$\tau_0=t_D$）的条件下，前者的弹道亏损明显地大于后者，这是因为前者有部分信息落在平均宽度以外，和冲击函数相差更大。

弹道亏损和系统冲击响应峰值附近的平坦程度密切相关。峰平坦，弹道亏损小，对幅度分析器测量精度的影响也小。为了比较峰的平坦程度，我们定义一个脉冲的顶部宽度t_{PW}，在t_{PW}范围内，波形上各点和最大幅度相差不超过ε（见图6-4-4），$\varepsilon\ll1$，例如$\varepsilon=1\%$。按照第

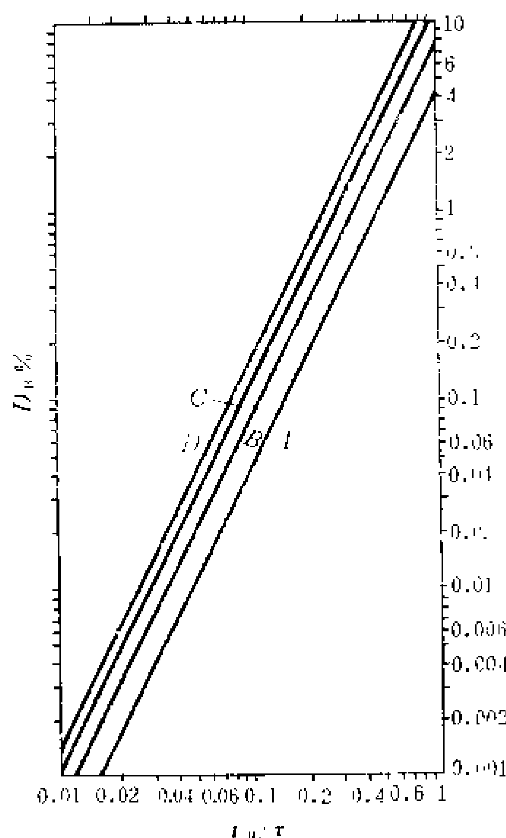


图6-4-3 CR-$(RC)^m$成形电路的弹道亏损[1]与输入电压上升时间t_R的关系

曲线A 矩形电流脉冲，CR-RC成形；
曲线B 矩形电流脉冲，CR-$(RC)^4$成形；
曲线C 指数衰减电流脉冲，CR-RC成形；
曲线D 指数衰减电流脉冲，CR-$(RC)^4$成形

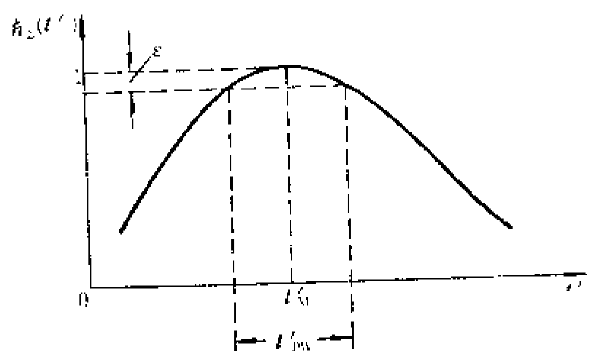


图6-4-4 脉冲顶部的宽度

三节计算弹道亏损的方法，冲击响应的峰顶可用抛物线近似，可算出

$$\varepsilon=\frac{1}{8}|h''_{\Sigma}(t'_M)|(t'_{PW})^2$$

所以

$$t'_{PW}=\left[\frac{8\varepsilon}{|h''_{\Sigma}(t'_M)|}\right]^{1/2} \tag{6.4.12}$$

对CR-$(RC)^m$成形，$h''_{\Sigma}(t'_M)=-1/m$，

代入得

$$t'_{PW}=\sqrt{8m\varepsilon}\text{，}\quad t_{PW}=\sqrt{8m\varepsilon}\,\tau \tag{6.4.13}$$

例如CR-$(RC)^m$成形，$m=4$，$\tau=1\mu s$。$\varepsilon=1\%$时，$t_{PW}\approx0.57\mu s$；$\varepsilon=0.1\%$时$t_{PW}\approx0.18\mu s$。

由表6-6-1得知，在最佳信噪比条件下，$m=1$，2，4和∞时CR-$(RC)^m$成形脉冲的宽度$t_W(1\%)$分别为$7.64\tau_c$，$5.65\tau_c$，$5.09\tau_c$和$4.29\tau_c$，平均宽度$\bar{t}_W=\left(\frac{e}{m}\right)^m(m!)\tau=\left(\frac{e}{m}\right)^m$

[1] J. E. Sluiters, Inter. Symp. On Nuclear Electronics, Vol. 1, 78-1, Versailles, 1968.

$\frac{m!}{\sqrt{2m-1}}\tau_c$，$m=1,2,4$和$\infty$时，$\bar{t}_W$分别等于$2.72\tau_c$，$2.13\tau_c$，$1.94\tau_c$和$1.77\tau_c$。可见，随着$RC$积分次数的增多，成形脉冲的宽度和平均宽度变窄，峰堆积概率以及基线偏移和涨落减小，从而降低了堆积误差，使之适用于较高的计数率。例如，设$\tau_c=2\mu s$，计数率$\bar{n}=5000/s$，在最佳信噪比条件下CR-$(RC)^4$的$t_W(1\%)=10.2\mu s$，则发生峰堆积的概率$P\approx5\%$。CR-RC在最佳信噪比条件下的相应数据为$t_W(1\%)=15.3\mu s$，$P\approx7.4\%$。[计算峰堆积概率时，计入了在t_W内出现一个和两个堆积信号的概率。根据6.3.16和6.3.17两式，$P=P(1,t_W)+P(2,t_W)$]。

表6-4-1　在信噪比相同（$\eta_\infty/\eta=1.359$）的条件下，CR-$(RC)^m$成形脉冲的参数比较表

电　　路	τ	t_M	$t_W(1\%)$	$t_W(0.1\%)$	$t_F(1\%)$	$t_F(0.1\%)$	$\bar{t}_W$
CR-RC	τ_c	τ_c	$7.64\tau_c$	$10.23\tau_c$	$6.64\tau_c$	$9.23\tau_c$	$2.72\tau_c$
CR-$(RC)^2$	$0.357\tau_c$	$0.714\tau_c$	$3.49\tau_c$	$4.50\tau_c$	$2.78\tau_c$	$3.78\tau_c$	$1.32\tau_c$
CR-$(RC)^4$	$0.214\tau_c$	$0.854\tau_c$	$2.87\tau_c$	$3.54\tau_c$	$2.02\tau_c$	$2.69\tau_c$	$1.09\tau_c$
高　斯　型			$2.26\tau_c$	$2.77\tau_c$	$1.13\tau_c$	$1.38\tau_c$	$0.933\tau_c$

鉴于多次积分后信噪比比单次的高，如果减小前者的时间常数，使其信噪比和单次的相同（$\eta_\infty/\eta=1.359$），则CR-$(RC)^m$成形脉冲（见表6-4-1）随着积分次数的增加，波形后沿恢复到基线的时间t_F明显缩短，脉宽明显减小，使运用于高计数率的性能明显提高。

CR-$(RC)^m$滤波成形电路的主要性能已列在表6-6-1中。从信噪比、峰堆积和基线涨落等方面考虑，增加积分次数总是有利的。另外，CR-$(RC)^m$成形的脉冲顶部较为平坦，弹道亏损较小，适合脉冲幅度分析器的要求，并且时间常数调节也比较方便。因此，在能谱测量系统里CR-$(RC)^m$滤波成形电路（常用$m=1$至4）获得了广泛的应用。

6.4.3　$(CR)^2$-$(RC)^m$滤波成形

当系统级间存在隔直流电路时，计数率较高的单极性随机信号通过后将产生明显的基线偏移和涨落。双极性信号[正负瓣面积满足(6.3.26)式]，通过后可以不发生基线偏移和涨落。所以在高计数率下，有时把信号成形为双极性的。为了获得双极性脉冲，可在(CR)-$(RC)^m$的基础上再加一次CR微分，构成$(CR)^2$-$(RC)^m$滤波成形电路。通常第二次微分放在末级，各级微分积分电路有相同的时间常数τ。

1．输出波形

系统（包括前置放大器）的传递函数为

$$H_\Sigma(s)=\frac{s\tau^2}{C_f(1+s\tau)^{m+2}}$$

$$=\frac{1}{C_f}\left[\frac{1}{\tau^m(s+1/\tau)^{m+1}}-\frac{1}{\tau^{m+1}(s+1/\tau)^{m+2}}\right] \qquad (6.4.14)$$

$H_\Sigma(s)$有$m+2$阶极点$P=-1/\tau$和一个零点$Z=0$，而CR-$(RC)^m$的$H_\Sigma(s)$有$m+1$阶极点$P=-1/\tau$。因此，$(CR)^2$-$(RC)^m$的输出波形$v_o(t)$是CR-$(RC)^{m+1}$的输出波形对时间的导数，呈双极性脉冲（如图6-4-5所示）。即

$$v_o(t)=Qh_\Sigma(t)=Q\mathscr{L}^{-1}[H_\Sigma(s)]$$

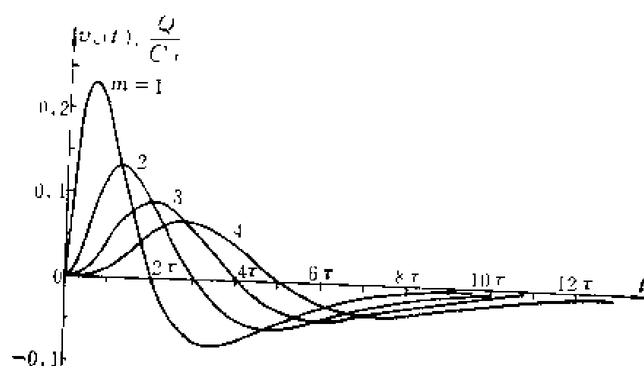


图6-4-5 $(CR)^2$-$(RC)^m$ 成形的输出波形

$$v_o(t)=\frac{Q}{C_f}\left[\frac{t^m}{m!\tau^m}-\frac{t^{m+1}}{(m+1)!\tau^{m+1}}\right]e^{-t/\tau}u(t) \qquad (6.4.15)$$

$v_o(t)$有一个与幅度无关的过零点t_0

$$t_0=(m+1)\tau \qquad (6.4.16)$$

当 $$t=t_M=(m+1-\sqrt{m+1})\tau \qquad (6.4.17)$$

和 $$t=t_{M-}=(m+1+\sqrt{m+1})\tau \qquad (6.4.18)$$

时$v_o(t)$分别达到正峰值V_M和负峰值V_{M-}，两者之比值由下式确定[1]：

$$\frac{V_{M-}}{V_M}=\left[\frac{m+1+\sqrt{m+1}}{m+1-\sqrt{m+1}}\right]^m e^{-2\sqrt{m+1}}$$

幅度比V_{M-}/V_M可表示双极性脉冲正、负两瓣的对称程度，不同m的V_{M-}/V_M列在表6-4-2中。可知，增加积分次数，比值愈接近于1，波形的正、负两瓣也愈对称。$m\to\infty$ 时，CR-$(RC)^m$ 输出高斯型脉冲，$(CR)^2$-$(RC)^m$ 则输出完全对称的双极性脉冲。

将(6.4.17)式代入 (6.4.15) 式可得输出脉冲幅度V_M。

表6-4-3示出输出幅度（相对值）和m的关系，表中还列出了CR-$(RC)^m$的数据，可见接入第二次微分引起的幅度损失比较大。

表6-4-2 $(CR)^2-(RC)^m$成形脉冲的负峰值与正峰值之比

m	1	2	4	8	15	∞
V_{M-}/V_M	34.4%	43.6%	53.7%	63.5%	71.3%	100%

表6-4-3 $(CR)^2-(RC)^m$和$CR-(RC)^m$成形脉冲幅度（相对值）的比较

m	1	2	3	4
CR-$(RC)^m$的 $\frac{V_M}{Q/C_f}$	0.368	0.271	0.224	0.195
$(CR)^2$-$(RC)^m$的 $\frac{V_M}{Q/C_f}$	0.231	0.131	0.0902	0.0686

[1] E. Fairstein and J. Hahn, Nucleonics, 24, No. 1, 54 (1966).

由（2.2.1）式得知，系统冲击响应的时间积分

$$\int_0^{\infty} h_{\Sigma}(t)dt = H_{\Sigma}(s)\Big|_{s=0} = 0$$

即 $\int_0^{\infty} v_o(t)dt=0$。所以 $(CR)^2$-$(RC)^m$ 成形的双极性脉冲前、后瓣面积相等，直流分量为零。当系统内附加 CR 隔直流电路时，由于前瓣给隔直流电容充电的电荷在后瓣结束时已基本放光，因而输出信号的基线偏移和涨落很小。第三节曾指出，前、后瓣面积相等的双极性脉冲并不能完全消除基线偏移和涨落。在脉冲宽度相同的情况下，积分次数愈多，后瓣的持续时间愈小，基线涨落也愈小。对于任意形状的脉冲通过 CR 隔直流电路的情况，M.Konrad[1] 提出一种计算基线偏移和涨落的近似方法。根据该文的计算公式，在最佳信噪比条件下，单极性 CR-$(RC)^4$ 的相对基线偏移 $\bar{v}_{bl}/V_M \approx -2\bar{n}\tau_c$，相对基线涨落为 $\sigma(v_{bl})/V_M \approx 2\sqrt{\frac{\bar{n}\tau_c^2}{2\tau_B}}$，而双极性 $(CR)^2$-$(RC)^4$ 相应数据比 CR-$(RC)^4$ 的小 $\tau_B/(3\tau_c)$ 倍。这里 τ_B 是隔直流电路的时间常数，$\bar{n}$ 是平均计数率。若 $\tau_B=0.01\text{s}$，$\tau_c=1\mu\text{s}$，$\bar{n}=10^5/\text{s}$，对于 CR-$(RC)^4$，$\bar{v}_{bl}/V_M \approx -0.2$，$\sigma(v_{bl})/V_M \approx 0.45\%$；而对于 $(CR)^2$-$(RC)^4$，则分别为 6×10^{-5} 和 1.34×10^{-6}。由此可见，通常双极性脉冲的基线偏移和涨落非常小，只需考虑峰堆积。

2. 信噪比

$(CR)^2$-$(RC)^m$ 滤波成形电路的频率响应为

$$H(\omega)=\frac{(j\omega\tau)^2}{(1+j\omega\tau)^{m+2}}$$

$$|H(\omega)|^2=\frac{\omega^4\tau^4}{(1+\omega^2\tau^2)^{m+2}}$$

在滤波器输入噪声功率谱密度为 a^2+b^2/ω^2 时，输出噪声的均方值为

$$V_n^2=\frac{\pi(2m-3)!!}{2(2m+2)!!}\left[\frac{3a^2}{\tau}+(2m-1)b^2\tau\right] \quad (6.4.19)$$

改变 τ 值，当括号内 a、b 噪声的两项相等时信噪比最高，由此求得最佳时间常数

$$\tau_{opt}=\sqrt{\frac{3}{2m-1}}\tau_c \quad (6.4.20)$$

与 CR-$(RC)^m$ 的 $\tau_{opt}=\tau_c/\sqrt{2m-1}$ 相比，增加 $\sqrt{3}$ 倍，并与积分次数 m 无关。将 τ_{opt} 代入（6.4.19）式并利用表6-4-3中的 V_M 值，可计算出信噪比劣值系数 F，不同 m 的 F 值列于表6-6-1中。可见 m 相同时，$(CR)^2$-$(RC)^m$ 与 CR-$(RC)^m$ 相比信噪比为劣。例如，$m=1$ 时约差5%，$m=4$ 时差18.6%。主要原因是二次微分引起了较大的幅度损失。

$(CR)^2$-$(RC)^m$ 双极性滤波成形电路的主要性能列于表6-6-1中，它具有如下特点：

（1）与单极性成形相比，信噪比为劣。

（2）双极性脉冲的基线偏移和涨落很小，在高计数率下仍能获得较好的能量分辨率。

（3）与 CR-$(RC)^m$ 相比，$(CR)^2$-$(RC)^m$ 成形脉冲的顶部较尖，弹道亏损对能量分辨率的影响要大，对后接幅度分析器的测量精度也不利；另外，脉冲宽度较大，增加了信号堆积的几率。

---

[1] M. Konrad, IEEE. *Trans. on Nucl. Sci.*, NS-15, No. 1, 268 (1968).

可见单极性和双极性成形各有优缺点。低计数率、高能量分辨率情况下应采用单极性成形；在高计数率时宜采用双极性成形并适当减小脉宽。为了适应不同的实验条件，通用主放大器常常能同时提供单极性和双极性两种输出信号。

以上讨论的是时间常数相等的阻容滤波成形电路。时间常数不等的情况比较复杂，其性能可参阅文献[1—4]。对于CR-RC滤波成形，微、积分时间常数不等的电路与相等的比较，前者成形的脉冲前沿短，后沿恢复到基线慢，从而使性能降低。成比例地调节微、积分时间常数使信噪比最佳时，前者的信噪比差，脉冲宽度大，适用的计数率低。在信噪比相等，或者在脉宽相同的条件下，前者弹道亏损对能量分辨率的影响大。总之，不等时间常数CR-RC滤波成形的主要性能都不如相等时间常数的好。因此，通常应用均取微、积分时间常数相等。

第五节 有源滤波器[5—8]

6.5.1 常用的有源滤波器

将RC积分网络接在放大器的反馈回路里就构成有源积分器，或称有源滤波器。图6-5-1（a）所示为一次无源积分和一次有源积分。假设电压放大器A有理想的特性（即输入阻抗无穷大，输出阻抗为零，开环增益无限大并且与频率无关）。B点是虚地。该电路的传递函数为

$$H(s)=\frac{V_o(s)}{V_i(s)}=-\frac{\dfrac{R_3}{R_1+R_2}}{(1+s\tau_1)(1+s\tau_2)} \qquad (6.5.1)$$

$$\tau_1=\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}C_1,\quad \tau_2=R_3C_2$$

$H(s)$有两个负实数极点，相当于两次无源RC积分。将无源滤波器之间的隔离级做成有源滤波器，可以用较少的元件和级数实现更多次的积分，使输出波形更接近于高斯形状。

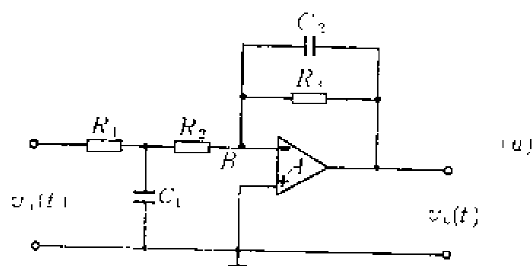
有源滤波器的另一个特点是可以获得共轭复数极点，改善滤波成形电路的性能，而无源RC网络的极点都是负实数的。图6-5-1(b)的有源滤波器，输出和输入同相。假设A是理想的运算放大器。滤波器的低频（C_1、C_2开路时）电压放大倍数为$(R_3+R_4)/R_4$。利用叠加定理，在复频域里输入和输出电压的关系式为

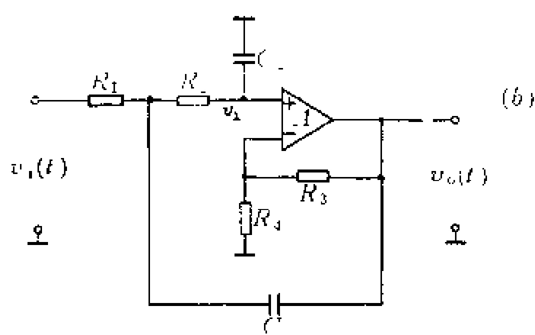
$$V_i(s)\frac{\left(R_2+\dfrac{1}{sC_2}\right)/\!/\dfrac{1}{sC_1}}{R_1+\left[\left(R_2+\dfrac{1}{sC_2}\right)/\!/\dfrac{1}{sC_1}\right]}\left(\frac{\dfrac{1}{sC_2}}{R_2+\dfrac{1}{sC_2}}\right)+$$

---

[1] P. W. Nicholson, Nuclear Electronics, p. 103, p. 141, John Wiley & sons, London, 1974.
[2] A. A. 萨宁著，清华大学工程物理系译，核物理电子仪器，上册，第15页，图4，高等教育出版社，1959年。
[3] M. O. Deighton, *Nucl. Instr. and Meth.*, **58**, 201 (1968).
[4] M. Tsukuda, *Nucl. Instr. and Meth.*, **14**, 241 (1961).
[5] J. K. Millard, IEEE. *Trans. on Nuclear Science*, NS-17, No.1, 307 (1970).
[6] L. O. Johnson, IEEE. *Trans. on Nuclear Science*, NS-17, No. 1, 276 (1970).
[7] E. Fairstein and J. Hahn, *Nucleonics*, **24**, No. 1, 54 (1966).
[8] 北方交通大学电信系编，有源滤波器，人民铁道出版社，1979年。

$$+V_o(s)\frac{\left(R_2+\frac{1}{sC_2}\right)/\!/R_1}{\frac{1}{sC_1}+\left[\left(R_2+\frac{1}{sC_2}\right)/\!/R_1\right]}\left(\frac{\frac{1}{sC_2}}{R_2+\frac{1}{sC_2}}\right)=V_o(s)\frac{R_4}{R_3+R_4}$$





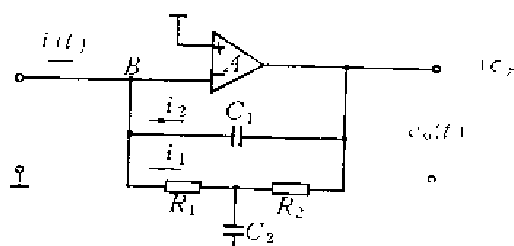


图6-5-1 常用的有源滤波器

传递函数

$$H(s)=\frac{V_o(s)}{V_i(s)}=\left(\frac{R_3+R_4}{R_4}\right)\frac{\gamma^2}{s^2+\beta\gamma s+\gamma^2} \tag{6.5.2}$$

式中

$$\left.\begin{aligned}\beta&=\sqrt{\frac{R_2C_2}{R_1C_1}}+\sqrt{\frac{R_1C_2}{R_2C_1}}-\frac{R_3}{R_4}\sqrt{\frac{R_1C_1}{R_2C_2}}\\ \gamma&=\frac{1}{\sqrt{R_1R_2C_1C_2}}\end{aligned}\right\} \tag{6.5.3}$$

$H(s)$的一对极点为

$$P_{1,2}=-\frac{\beta\gamma}{2}\pm\frac{\beta\gamma}{2}\sqrt{1-\frac{4}{\beta^2}} \tag{6.5.4}$$

$\beta=2$时，$P_{1,2}$为两个相等的负实数极点；$\beta>2$时，$P_{1,2}$为两个不等的负实数极点（相当于两次无源RC积分）；$\beta<2$时，$P_{1,2}$是一对共轭复数极点。

复数极点重新写成

$$P_{1,2}=-\alpha\pm j\omega_0 \tag{6.5.5}$$

$$H(s)=k\frac{\omega_0}{(s+\alpha)^2+\omega_0^2}=k\frac{\omega_0}{(s+\alpha-j\omega_0)(s+\alpha+j\omega_0)} \tag{6.5.6}$$

式中

$$\left.\begin{aligned}&\alpha=\beta\gamma/2,\quad \omega_0=\gamma\sqrt{4-\beta^2}/2,\\ &k=2(R_3+R_4)\gamma/(R_4\sqrt{4-\beta^2})\end{aligned}\right\} \tag{6.5.7}$$

α、ω_0 和 k 都是正实数。与 $H(s)$对应的冲击响应为

$$h(t)=ke^{-\alpha t}\sin\omega_0 t\cdot u(t) \tag{6.5.8}$$

$h(t)$是指数衰减的振荡波形，如表2-2-1所示。其形状取决于 α 与 ω_0 的比值，即取决于复数极点实部与虚部之比。由上式可以算出下冲幅度和主脉冲幅度之比为 $e^{-\pi\alpha/\omega_0}$。$\alpha/\omega_0=1,2,3$ 时，$e^{-\pi\alpha/\omega_0}$ 分别为 4.3%，0.19%，0.008%。由此可见，调节元件参数，适当增加 α/ω_0，可以获得下冲很小，接近于单极性的冲击响应。图 6-5-3 中 第二级 有源滤波器，（其参数为 $R_1=R_2=R$，$R_4\to\infty$，$C_1=2C_2=C$，$\tau=RC$），$\beta=\sqrt{2}$，$\gamma=\sqrt{2}/\tau$，$\alpha=\omega_0=1/\tau,k=2/\tau$，所以

$$P_{1,2}=-\frac{1}{\tau}\pm j\frac{1}{\tau}$$

$$\left.\begin{aligned}H(s)&=\frac{2/\tau^2}{\left(s+\frac{1}{\tau}-j\frac{1}{\tau}\right)\left(s+\frac{1}{\tau}+j\frac{1}{\tau}\right)}\\h(t)&=\frac{2}{\tau}e^{-t/\tau}\sin\frac{t}{\tau}\cdot u(t)\end{aligned}\right\} \tag{6.5.9}$$

图6-5-2是它的幅度归一化波形。为便于比较还画出了两个负实数极点（相当于两次 RC 积分）的时域波形$h_1(t)$。可以看出，前者峰值两边的波形比较对称，后沿较快地恢复到基线。因此，在系统中设置复数极点更容易获得前后沿较对称的准高斯波形。下面将指出，只要共轭复数极点和负实数极点配合得当，就可以获得无下冲的单极性波形。

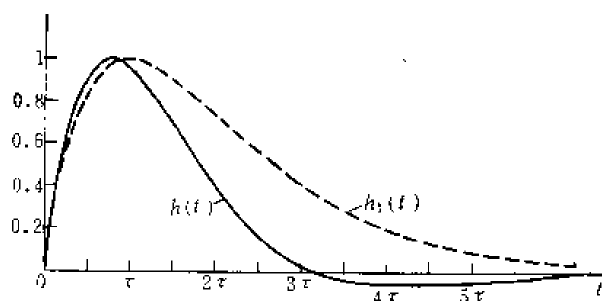


图6-5-2　复数和负实数极点时域波形（幅度归一化）的比较

$h(t)\propto e^{-t/\tau}\sin\frac{t}{\tau}$：一对共轭复数极点的时域波形

$h_1(t)=\frac{t}{e\tau}e^{-t/\tau}$：两个相等负实数极点的时域波形

图 6-5-1(c)所示有源滤波器，输出和输入反相，传递函数 $H(s)$定义为输出电压与输入电流之比。图中 B 点是虚地点，可以写出

$$I_1(s)=\frac{V_o(s)}{R_2+R_1/\!/\frac{1}{sC_2}}\left(\frac{\frac{1}{sC_2}}{R_1+\frac{1}{sC_2}}\right)$$

$$H(s)=\left[\frac{I_1(s)}{V_o(s)}+\frac{I_2(s)}{V_o(s)}\right]^{-1}=\left\{\frac{1/sC_2}{\left[R_2+R_1/\!/\left(\frac{1}{sC_2}\right)\right]\left(R_1+\frac{1}{sC_2}\right)}+sC_1\right\}^{-1}$$

通常 $R_1=R_2=R$，可算出

$$H(s)=R\frac{2+sRC_2}{s^2R^2C_1C_2+2sRC_1+1}=\frac{(s-Z)}{C_1(s-P_1)(s-P_2)} \tag{6.5.10}$$

$H(s)$有一个零点$Z=-2/RC_2$和两个极点

$$P_{1,2}=-\frac{1}{RC_2}+\frac{1}{RC_2}\sqrt{\frac{C_1-C_2}{C_1}} \tag{6.5.10a}$$

当$C_1\geqslant C_2$时，$P_{1,2}$为两个负实数极点；$C_1<C_2$则为一对共轭复数极点。实际电路常常取 $C_1=C_2/2$，设 $RC_2=\tau$，则 $P_{1,2}=-\frac{1}{\tau}\pm j\frac{1}{\tau}$，

$$H(s)=\frac{2R(s+2/\tau)}{\tau\left(s+\frac{1}{\tau}-j\frac{1}{\tau}\right)\left(s+\frac{1}{\tau}+j\frac{1}{\tau}\right)} \tag{6.5.11}$$

与图 6-5-1(b) 相比，它多一个负实数零点。如果系统内再设一个极点 $P_3=-2/\tau$，则 $H(s)$ 的零点可以消去。

6.5.2 有源滤波器在能谱测量系统中的应用

幅度分析系统常用图6-5-1(a)那样的有源滤波器来获得负实数极点，负实数极点滤波成形上一节已经讨论过。下面分析具有复数极点的滤波成形电路。

图 6-5-3 所示滤波成形电路由两级有源滤波器组成。A_1 是带通滤波器，相当于无源的 CR-RC 电路；A_2是低通滤波器，其传递函数有一对共轭复数极点。

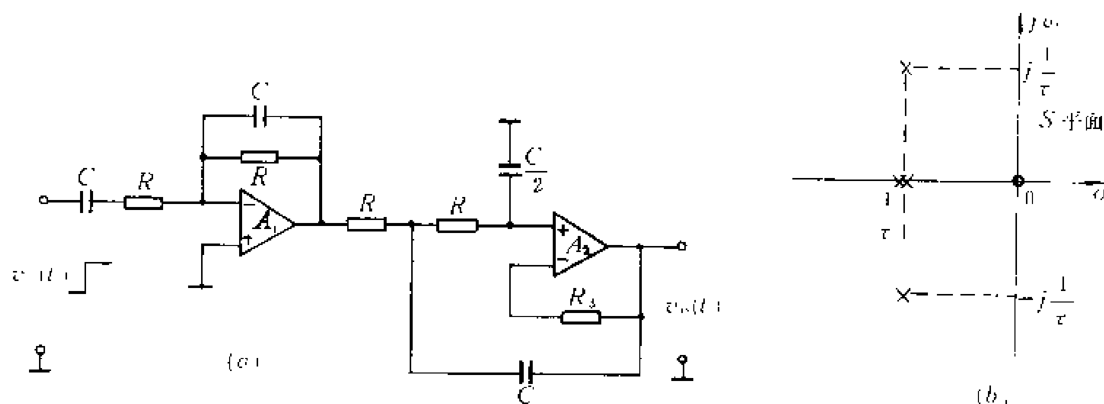


图6-5-3 具有复数极点的滤波成形电路

(a)电路 (b)传递函数的极、零点在S平面上的分布

设时间常数$\tau=RC$，这个滤波成形电路的传递函数为

$$H(s)=\frac{V_o(s)}{V_i(s)}=\frac{2s}{\tau^3\left(s+\frac{1}{\tau}\right)^2\left(s+\frac{1}{\tau}-j\frac{1}{\tau}\right)\left(s+\frac{1}{\tau}+j\frac{1}{\tau}\right)} \tag{6.5.12}$$

幅度分析系统中前置放大器（电荷灵敏放大器）的传递函数为$1/sC_f$，输入探测器电流$i_D(t)=Q\delta(t)$，在复频域里滤波器的输出电压为

$$V_o(s)=\frac{2Q/C_f}{\tau^3\left(s+\frac{1}{\tau}\right)^2\left(s+\frac{1}{\tau}-j\frac{1}{\tau}\right)\left(s+\frac{1}{\tau}+j\frac{1}{\tau}\right)} \tag{6.5.13}$$

$V_o(s)$有一个二阶极点$P_1=-1/\tau$，和一对共轭复数极点：$P_2=-\frac{1}{\tau}+j\frac{1}{\tau}$，$P_2^*=-\frac{1}{\tau}-j\frac{1}{\tau}$。

时域波形$v_o(t)$可以查附录一中的拉普拉斯变换表得到，这里用(2.2.18)至(2.2.19a)式计算

$$v_o(t)=\sum_{q=1}^{2}k_{1q}t^{q-1}e^{-t/\tau}+2|k_2|e^{-t/\tau}\cos\left(\frac{t}{\tau}+\theta\right),\quad t\geqslant 0$$

$|k_2|e^{j\theta}=k_2$，k_{1q}和k_2由（2.2.19a）和（2.2.15）式计算

$$k_{1q}=\frac{1}{(2-q)!(q-1)!}\left\{\frac{d^{2-q}}{ds^{2-q}}\left[\left(s+\frac{1}{\tau}\right)^2 V_o(s)\right]\right\}_{s=-1/\tau}$$

$$k_2=\left[\left(s+\frac{1}{\tau}-j\frac{1}{\tau}\right)V_o(s)\right]_{s=-\frac{1}{\tau}+j\frac{1}{\tau}}$$

式中$0!=1$，d^0/ds^0表示不进行运算，直接取原函数。将$V_o(s)$代入求得：$k_{11}=0$，$k_{12}=\frac{Q}{C_f}\left(\frac{2}{\tau}\right)$，

$k_2=\frac{Q}{C_f}j=\frac{Q}{C_f}e^{j\pi/2}$。即$|k_2|=Q/C_f$，$\theta=\pi/2$。所以

$$v_o(t)=\frac{2Q}{C_f}e^{-t/\tau}\left(\frac{t}{\tau}-\sin\frac{t}{\tau}\right)u(t) \tag{6.5.14}$$

分析上式，$t>0$时$v_o(t)$恒大于零，即为单极性脉冲(在复频域里,(6.5.13)式正比于(6.2.2a)和（6.2.2c）两式的乘积，可见$v_o(t)$是单极性的)。$v_o(t)$的波形已画在图6-5-4中，为了比较，图中还画出了CR-$(RC)^4$的输出波形，两者的时间参数使信噪比最佳。可以算出在$t=t_M=2.41\tau$时$v_o(t)$达到最大值

$$V_M=0.313Q/C_f \tag{6.5.15}$$

将（6.5.12）式中的s用$j\omega$代替得到这种滤波成形电路的频率响应

$$H(\omega)=\frac{2j\omega\tau}{(j\omega\tau+1)^2[(j\omega\tau+1)^2+1]}$$

$$|H(\omega)|^2=\frac{4\omega^2\tau^2}{(\omega^2\tau^2+1)^2(\omega^4\tau^4+4)}$$

作如（6.1.33）式的积分，得到输出噪声的均方值

$$V_n^2=\int_0^{\infty}\left(a^2+\frac{b^2}{\omega^2}\right)|H(\omega)|^2d\omega$$

$$=\frac{\pi}{2}\left(\frac{4a^2}{25\tau}+\frac{11}{25}b^2\tau\right) \tag{6.5.16}$$

最佳时间常数

$$\tau_{opt}=\frac{2}{\sqrt{11}}\tau_c\approx 0.603\tau_c \qquad (6.5.17)$$

按第一节的方法，可以算出最佳时间常数时的信噪比劣值系数

$$F=\frac{\eta_\infty}{\eta_{opt}}=1.164$$

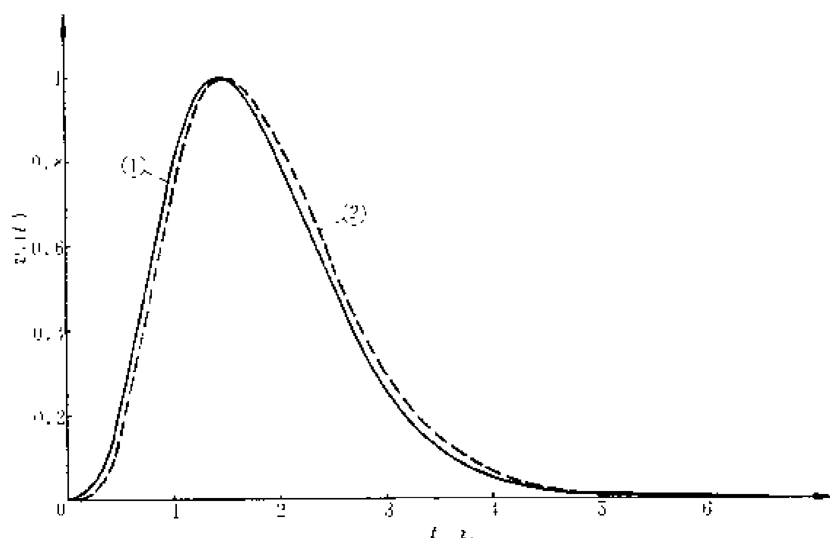


图6-5-4　有源滤波器和CR-$(RC)^4$的输出波形比较（幅度归一化，时间常数是信噪比最佳时的参数）

曲线①是图6-5-3的输出波形，　$V_o(s)=\dfrac{k_1}{\left(s+\frac{1}{\tau}\right)^2\left[\left(s+\frac{1}{\tau}\right)^2+\frac{1}{\tau^2}\right]}$；

曲线②是CR-$(RC)^4$的输出波形，　$V_o(s)=\dfrac{k}{\left(s+\frac{1}{\tau}\right)^5}$

表6-5-1　最佳时间常数时，有源滤波器（图6-5-3）和CR-$(RC)^n$滤波成形电路的性能比较

参数 \ 电路		有源滤波器	CR-$(RC)^4$	CR-$(RC)^3$
$F=\eta_\infty/\eta_{opt}$		1.164	1.161	1.180
达峰时间t_M		$1.45\tau_c$	$1.51\tau_c$	$1.34\tau_c$
平均宽度t_W		$1.93\tau_c$	$1.94\tau_c$	$2.00\tau_c$
狭宽	$t_W(1\%)$	$5.13\tau_c$	$5.09\tau_c$	$5.23\tau_c$
	$t_W(0.1\%)$	$6.79\tau_c$	$6.27\tau_c$	$6.56\tau_c$
复零时间	$t_F(1\%)$	$3.67\tau_c$	$3.58\tau_c$	$3.88\tau_c$
	$t_F(0.1\%)$	$5.34\tau_c$	$4.76\tau_c$	$5.22\tau_c$
弹道亏损D_B		$\frac{1}{14.1}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$	$\frac{1}{13.7}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$	$\frac{1}{14.4}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$

（注）弹道亏损的数据是对矩形探测器电流脉冲而言的。

根据（6.5.14）式，上述有源滤波成形电路在最佳时间常数时的性能参数见表6-5-1。为使

于和无源阻容滤波成形电路相比较，表中还列出了 $CR\text{-}(RC)^3$ 和 $CR\text{-}(RC)^4$ 滤波的相应参数。

由此可见，这种滤波成形电路的主要性能接近于 $CR\text{-}(RC)^4$，两者输出波形很相似。所以采用有共轭复数极点的有源滤波器，同样可以获得前后沿比较对称的准高斯波形，并且所用隔离放大器的级数较少。如果将图 6-5-3 所示的有源滤波和 $CR\text{-}(RC)^3$ 相比，两者所用隔离放大器的级数一样，但前者的信噪比高于后者。减小前者的脉宽，使信噪比劣值系数(η_∞/η)和 $CR\text{-}(RC)^3$ 的 F 值（1.180）相等，则脉宽降至 $t_w(1\%)=4.05\tau_c$ 和 $t_w(0.1\%)=5.37\tau_c$，比 $CR\text{-}(RC)^3$ 的两项脉宽分别缩短22%和18%。

文献[1]中 Nowlin 介绍了一种性能优越的 LRC 滤波成形电路，在复频域里输出波形有两个负实数极点、三对共轭复数极点和一对共轭虚零点。由于电路复杂、调节困难，并受到电感损耗和分布电容的影响，LRC 滤波成形电路不能推广使用。但是，上述极、零点可以用有源滤波器实现，从而克服了 LRC 电路的缺点。

图 6-5-5 是 2010 型谱仪放大器[2]中的滤波成形电路，可以同时输出单极性和双极性脉冲。第一级是带有极-零相消的微分网络，有源滤波器 A_2 和 A_3 产生两对共轭复数极点，A_4 提供一个负实数极点。为了获得双极性脉冲，增加了二次微分级 A_5。图中调节时间常数的电容（C_1 至 C_7）取原放大器中 $\tau=1\mu s$ 档的参数。实际电路中包含一个50ms的 CR 隔直流电路，单极性输出级前还有 $2\mu s$ 的延时可供选用。此外，增益和极性调节以及基线恢复等单元图上均未画出。

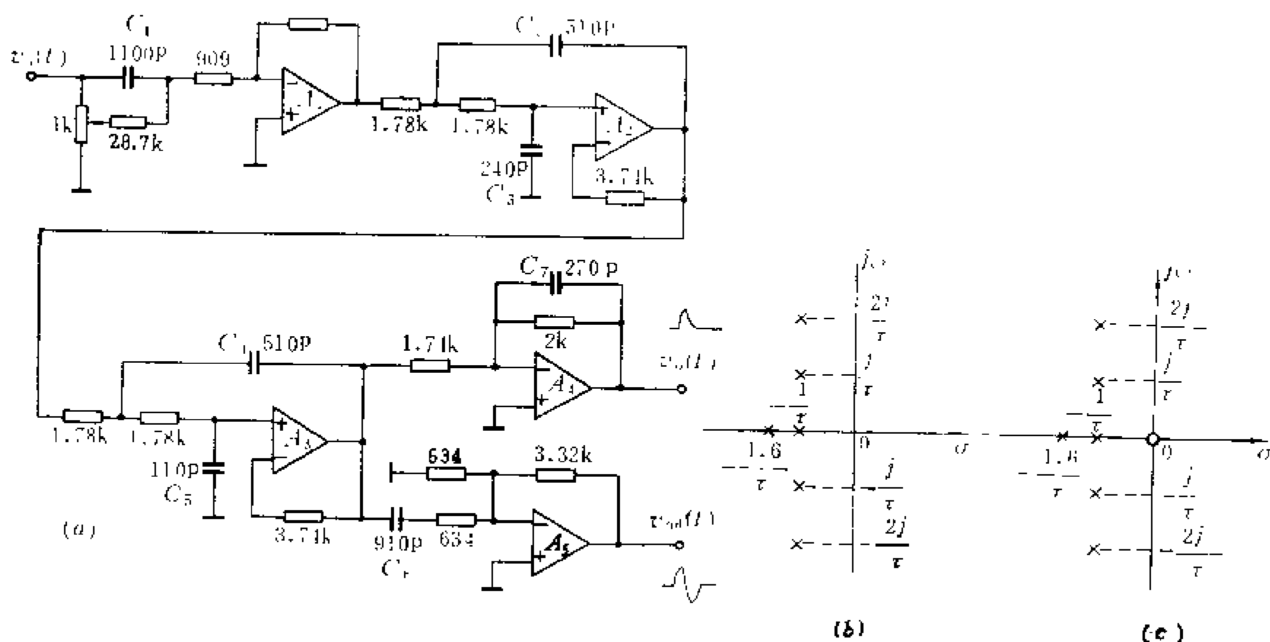


图6-5-5　2010型谱仪放大器中的滤波成形电路

(a)电路（可调元件取 $\tau=1\mu s$ 档的参数）(b) 单极性波形 $v_o(t)$ 的极点 (c)双极性波形 $v_{od}(t)$ 的极、零点

复频域里单极性波形的极点在 S 平面上的分布如图 6-5-5(b)，近似表示为

[1] C. H. Nowlin, IEEE. *Trans. on Nuclear Science*, NS-17, No. 1, 226 (1970).
[2] Canberra Spectroscopy Amplifier Model 2010, March 1979.

$$V_o(s)=\frac{k}{\left(s+\frac{1}{\tau}\right)\left(s+\frac{1.6}{\tau}\right)\prod_{n=1}^{2}\left[\left(s+\frac{1}{\tau}-\frac{\beta n}{\tau}j\right)\left(s+\frac{1}{\tau}+\frac{\beta n}{\tau}j\right)\right]} \tag{6.5.18}$$

其中 k 是常数，β 约为 1 。$V_o(s)$ 有两个负实数极点和两对共轭复数极点，可以证明[1]它的时域波形$v_o(t)$是单极性的。如图 6-5-6，波形更接近于高斯型，前后沿对称性好，后沿单调迅速地恢复到基线，脉冲宽度窄（达峰时间$t_M\approx2.2\tau$，脉宽$t_W(1\%)<6.5\tau$）。因此这种滤波成形电路具有优越的性能：信噪比高，输出幅度对探测器电荷收集时间的灵敏度低，尤其是它和基线恢复器、堆积判弃电路相配合，高计数率时可获得良好的能量分辨率。改变电容，时间常数可在很宽的范围内调节（τ为0.25、1、2、4、8 和12μs六档），它既适用于Ge(Li)（$\tau\approx2\mu$s）和Si(Li)($\tau\approx$8—12μs）等高分辨率谱仪，又适用于硅表面位垒探测器（$\tau\approx$1—2μs)、气体正比计数器（$\tau\approx$0.25—4μs）和闪烁探测器（$\tau\approx1\mu$s)。

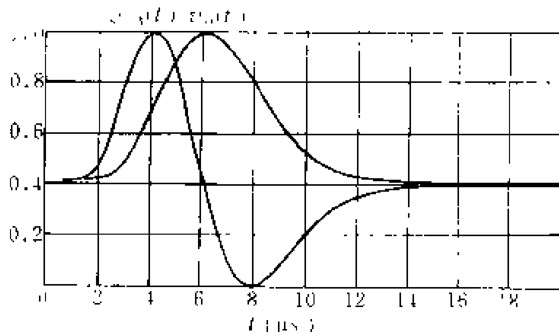


图6-5-6　2010型谱仪放大器输出的单极性和双极性波形（$\tau=1\mu$s，水平刻度为每格2μs）

对于双极性输出波形$v_{od}(t)$，它在复频域里的极点和$V_o(s)$的相同，另加一个零点$Z=0$。因而$v_{od}(t)$是$v_o(t)$对时间的导数，并且双极性脉冲的过零点发生在单极性脉冲的峰位。$v_o(t)$接近于高斯形状，$v_{od}(t)$的正负瓣就比较对称（如图）。双极性成形除用于高计数率外，还用作定时，这时将双极性脉冲的过零时间作为计数、门控和符合、反符合电路的时间信息。

总之，有源滤波器的性能良好，运算放大器又有很好的隔离去耦作用，连接和调整方便。但是，它也有一些缺点。在有源滤波器中，除阻容元件外，有源器件参数（如输入阻抗、开环增益、增益带宽积等）的变化可能影响滤波器的某些性能。另外，由于阻容元件接在运算放大器的反馈回路里，当调节时间常数时，反馈网络参数的变化可能使放大器振荡或不稳定，为此要牺牲放大器的高频特性来达到稳定，从而影响放大器的频带宽度。目前，由于集成运算放大器的频率特性还不够高，使有源滤波器的频率响应限制在数兆赫左右。

第六节　延迟线滤波成形[2]

6.6.1　DL和（DL)²成形

在核电子学中常用终端短路的延迟线（简称短路线）来成形脉冲，其简单形式如图6-6-1 所示，称为 DL 成形电路。延迟线的特性阻抗 Z_0，单程（从始端到终端或从终端到始端）延迟时间 $\tau_d/2$。延迟线始端匹配（$R=Z_0$），终端短路，输出信号从始端引出。根据延迟线的延迟特性，电路的冲击响应为

$$h(t)=\frac{1}{2}\delta(t)-\frac{1}{2}\delta(t-\tau_d) \tag{6.6.1}$$

---

[1] Armen H. Zemanian, AIEE, Vol. 79, Part I, 421 (1960).

[2] T.V.Blalock, *Rev.Sci.Instr*, **36**, 1448 (1965).

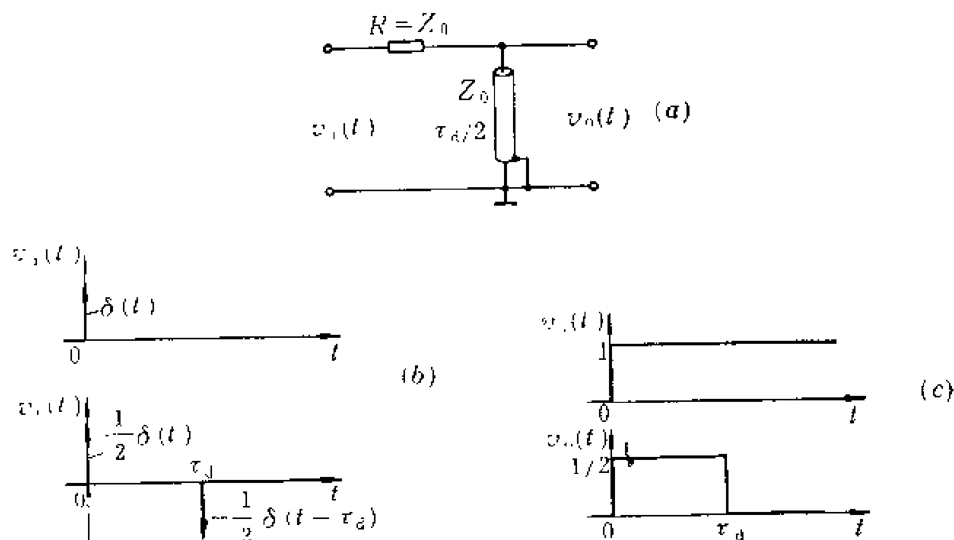


图6-6-1 DL成形电路

(a) 电路 (b) 冲击响应 (c) 阶跃响应

式中前者是入射冲击，后者是经τ_d后从终端反射到始端的冲击。电路的阶跃响应是$h(t)$的积分，如图 6-6-1(c) 所示。从前置放大器来的输入信号为

$$v_i(t)=V_{iM}u(t)$$

则输出为

$$v_o(t)=\frac{V_{iM}}{2}[u(t)-u(t-\tau_d)]$$

上式为矩形电压脉冲，其宽度为τ_d，幅度是输入的一半。

求 (6.6.1) 式的拉氏变换得电路的传递函数

$$H(s)=\frac{V_o(s)}{V_i(s)}=\frac{1}{2}(1-e^{-s\tau_d}) \tag{6.6.2}$$

即
$$V_o(s)=\frac{1}{2}[V_i(s)-V_i(s)e^{-s\tau_d}]$$

因为延迟线是分布参量的器件，$H(s)$ 不能象集中参数器件那样表示为两个 s 的有理多项式之比。在时域里输出和输入波形之间的关系为

$$v_o(t)=\frac{1}{2}[v_i(t)-v_i(t-\tau_d)] \tag{6.6.3}$$

由 (6.6.2) 式得知，DL成形电路的频率响应为

$$H(\omega)=\frac{1}{2}(1-e^{-j\omega\tau_d})$$

$$|H(\omega)|=\sin\frac{\omega\tau_d}{2} \tag{6.6.4}$$

它的振幅-频率特性如图6-6-2所示，呈周期性变化，可能通过频率非常高的输入信号，但是，低频输入信号衰减很大，它的 3db 下限角频率$\omega_L=\pi/2\tau_d$。例如，$\tau_d=1\mu s$ 时下限频率$f_L=\omega_L/2\pi=1/4\tau_d=250kHz$，可见 DL 成形电路能够抑制低频噪声或干扰。总之，上述 DL 成形的主要

性能和 CR 微分成形相似。对于 DL 成形，$\omega\tau_d \ll 1$ 时，$H(\omega) \propto (1-e^{-j\omega\tau_d}) \approx j\omega\tau_d$；对于 CR 成形，$\omega\tau \ll 1$ 时，$H(\omega)=\frac{j\omega\tau}{1+j\omega\tau} \approx j\omega\tau$。函数在频域里乘以 $j\omega$ 相当于函数在时域里取它对时间的导数。两者都能将输入的宽脉冲"微分"变窄，并有衰减低频的功能。

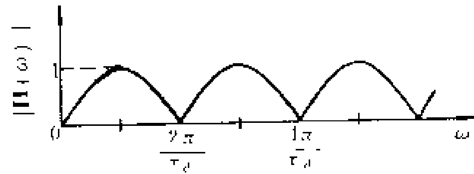


图6-6-2　DL成形电路的振幅-频率特性

下面讨论DL滤波成形电路的噪声特性。前置放大器输出的噪声电压功率谱密度为 $s_i(\omega) = a^2+b^2/\omega^2$。首先考虑 a 噪声，即该电路输入白噪声，$s_i(\omega)=a^2$。设测量仪器的通频带为 $0—\omega_h$，则测得DL 输出噪声电压的均方值为

$$V_n^2=\int_0^{\omega_h} a^2 \sin^2\frac{\omega\tau_d}{2}\,d\omega=\frac{a^2}{2\tau_d}[\omega_h\tau_d-\sin(\omega_h\tau_d)] \tag{6.6.5}$$

当 ω_h 较高满足 $\omega_h\tau_d \gg 1$ 时 $V_n^2=a^2\omega_h/2$，而输出幅度仍为输入幅度的一半 $\left(V_M=\frac{1}{2}V_{iM}\right)$。所以，输出信噪比的平方为

$$\eta^2=\frac{V_0^2}{V_n^2}=\frac{V_{iM}^2}{2a^2\omega_h}$$

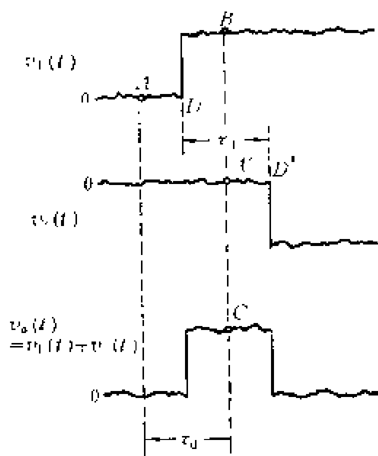


图6-6-3　DL滤波成形使输出噪声增加的图解〔1〕

其中 $V_{iM}^2/a^2\omega_h$ 是无DL成形时的数值。由此可知，输入白噪声时，DL成形的信噪比是无 DL 时的 $\sqrt{2}$ 分之一；系统的通频带愈宽，信噪比就愈坏。

DL 滤波成形电路对噪声特性的影响可作如下解释：如图 6-6-3 所示，输出信号 $v_o(t)$ 是入射波和终端反射波在始端相迭加的结果，即 $v_o(t)=v_1(t)+v_2(t)$。$v_1(t)$包括输入的有用信号和噪声，$v_2(t)$与 $v_1(t)$ 反相，并比 $v_1(t)$ 延迟了时间 τ_d。因为 A 和 B 点或者 A' 和 B 点的噪声电压彼此独立无关，且均方值相等，因此，输出波形上 C 点(或任意一点)的噪声电压均方值是原入射波 B 点的 $\sqrt{2}$ 倍，即输出信噪比是输入的 $1/\sqrt{2}$ 倍。通过上述分析，我们不难找到减小这种迭加噪声的办法。只要在 DL 成形前加一个由信号控制的常闭线性门，平时前级噪声被线性门阻隔，图中 $v_1(t)$ 波形上 D 点以前和 $v_2(t)$ 波形上 D' 点以前基本上没有噪声。信号到来使线性门接通，以后的情况同图6-6-3，因此输出的信号和噪声都与入射波一样。实

〔1〕 E.Fairstein *and* J.Hahn, *Nucleonics*, **24**, No.1, 54 (1966).

际上这种带有线性门的滤波器是时变滤波器（详见第八章）。

对于低频分量占优势的 b 噪声，输出噪声的均方值为

$$V_n^2=\int_0^{\omega_h}\frac{b^2}{\omega^2}\sin^2\frac{\omega\tau_d}{2}d\omega\approx\int_0^{\infty}\frac{b^2}{\omega^2}\sin^2\frac{\omega\tau_d}{2}d\omega$$
$$=\pi b^2\tau_d/4$$

它与τ_d成正比。因为b噪声中低频分量占优势，τ_d减小时下限通频带提高，则输出噪声下降。因此，对于 b 噪声（并联噪声）占优势的探测器-前置放大器系统，采用窄脉冲成形可以提高信噪比。

综上所述，DL滤波成形具有如下特点：（1）信噪比差，若要改进应另加低通滤波器；（2）成形的脉冲具有平顶，可减少弹道亏损对能量分辨率的影响，并有利于提高后接幅度分析器的测量精度；（3）脉冲的前后沿快，能作定时测量；（4）脉冲持续时间短，有利于减小信号堆积，提高运用的计数率。当然，当计数率进一步提高时，宜采用 $(DL)^2$ 成形的双极性脉冲。

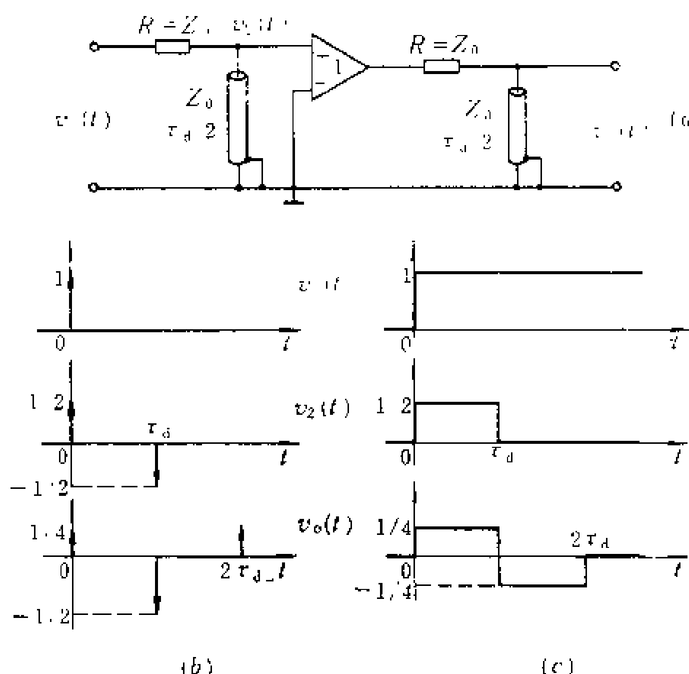


图6-6-4　$(DL)^2$成形电路
(a) 电路　(b) 冲击响应　(c) 阶跃响应

$(DL)^2$成形电路通常由参数相同的两级DL成形串联而成，如图6-6-4(a)所示，其中电压放大级起隔离作用，设放大倍数为 1 。利用迭加定理可求出该电路的冲击响应

$$h(t)=\frac{1}{4}[\delta(t)-2\delta(t-\tau_d)+\delta(t-2\tau_d)]$$

当输入前置放大器的是阶跃电压时，输出信号（即阶跃响应）是正、负对称的双极性脉冲，如图6-6-4(c)所示。它们通过 CR 耦合电路后基线偏移和涨落小，所以可用于高计数率。一般情况下输出和输入波形的关系为

$$v_o(t)=\frac{1}{4}[v_i(t)-2v_i(t-\tau_d)+v_i(t-2\tau_d)] \tag{6.6.6}$$

输入电压有一定上升时间时，图6-6-5中画出了此时 $(DL)^2$成形的输出波形。如果输入信号是宽度大于 τ_d 的单极性脉冲，则输出波形有一个过零点，过零时间 t_0 在 τ_d 和 $2\tau_d$ 之间。t_0 应满足

$$v_i(t_0)=2v_i(t_0-\tau_d) \tag{6.6.6a}$$

若 v_i 的波形不变而幅度增加 k 倍，则上式左右同乘以 k，t_0 不变。由此可见，输入波形和τ_d

一定，$(DL)^2$ 成形的输出波形过零时间与信号幅度无关。这种特性已广泛地应用于定时测量。

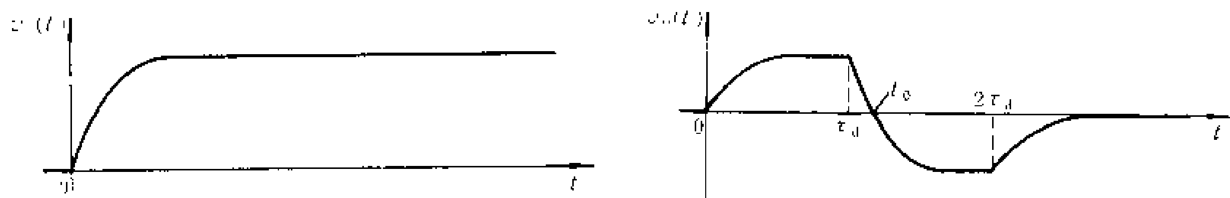


图6-6-5 输入电压有一定上升时间时，$(DL)^2$成形电路的输出电压波形

$(DL)^2$成形电路中信号进行了两次迭加，使噪声增大。输入白噪声，经过第一级DL成形后，不同时刻的输出噪声之间是相关的，计算表明，$\omega_h\tau_d \gg 1$时输出信噪比是无$(DL)^2$成形时的$1/\sqrt{6}$倍。

6.6.2 延迟线-阻容积分器滤波成形[1]

1. DL-*RC*滤波成形

为了改善延迟线滤波成形电路的信噪比需要压缩通频带，通常在系统内再接入 *RC* 积分器。DL-*RC*滤波成形电路是在图6-6-1中加一级 *RC* 积分器，积分时间常数$\tau = RC$。来自前置放大器的输入信号 $v_i(t) = (Q/C_f)u(t)$，经过 DL-*RC* 成形后输出波形为

$$v_o(t) = \begin{cases} \dfrac{Q}{2C_f}(1-e^{-t/\tau}) & 0 < t < \tau_d \\ \dfrac{Q}{2C_f}(1-e^{-\tau_d/\tau})e^{-(t-\tau_d)/\tau} & t > \tau_d \end{cases} \qquad (6.6.7)$$

$v_o(t)$的波形画在图 6-6-6 中。$t = t_M = \tau_d$ 时输出达到最大值

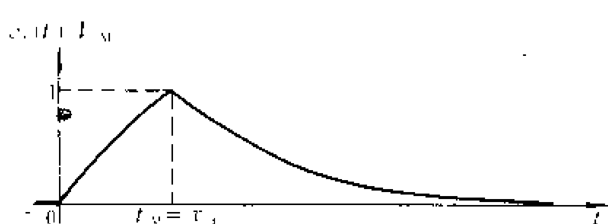


图6-6-6 DL-*RC*成形电路的输出波形 ($\tau = \tau_d$时)

$$V_M = \frac{Q}{2C_f}(1-e^{-\tau_d/\tau}) \qquad (6.6.8)$$

DL-*RC* 电路的频率响应

$$H(\omega) = \frac{1-e^{-j\omega\tau_d}}{2(1+j\omega\tau)}$$

$$|H(\omega)|^2 = \frac{\sin^2\dfrac{\omega\tau_d}{2}}{(1+\omega^2\tau^2)} \qquad (6.6.9)$$

代入 (6.1.41) 式后计算信噪比η，令$\lambda = \tau_d/\tau$，得到

$$\frac{1}{\eta^2} = \frac{C_f^2\,\pi\left\{\dfrac{a^2}{\tau}(1-e^{-\lambda}) + b^2\tau[\lambda-(1-e^{-\lambda})]\right\}}{Q^2(1-e^{-\lambda})^2}$$

计算得到的最佳时间常数为

[1] Masahirs Tsukuda, *Nucl. Instr. and Meth.*, 14, 241 (1961)

$$\tau=1.29\tau_c,\quad \tau_d=1.34\tau_c,\quad \lambda=\tau_d/\tau=1.036 \tag{6.6.10}$$

信噪比劣值系数

$$F=\frac{\eta_\infty}{\eta_{opt}}=1.098 \tag{6.6.11}$$

图6-6-6中的$v_o(t)/V_M$也是系统（包括前置放大器在内）幅度归一化的冲击响应$h_\Sigma(t)$。这种峰顶处一阶导数不连续的尖顶冲击响应，对矩形探测器电流脉冲的弹道亏损可仿照图6-3-2(a)、(b) 计算。当电流脉冲宽度 t_D 比时间常数小很多时，冲击响应峰顶两侧可用直线近似，设左右两侧的斜率分别为 $h'_\Sigma(t_{M-})$ 和 $h'_\Sigma(t_{M+})$，t_{M-}或 t_{M+} 是 t 从左或右边趋近于峰位t_M。可以算出

$$D_B\approx\frac{h'_\Sigma(t_{M-})|h'_\Sigma(t_{M+})|}{2[h'_\Sigma(t_{M-})+|h'_\Sigma(t_{M+})|]}t_D \tag{6.6.12}$$

这个近似公式可用来估算尖顶冲击响应之系统的弹道亏损。

对于 DL-RC 成形，可算得

$$h'_\Sigma(t_{M-})=\frac{e^{-\lambda}}{\tau(1-e^{-\lambda})},\quad h'_\Sigma(t_{M+})=-\frac{1}{\tau}$$

则

$$D_B\approx\frac{t_D e^{-\lambda}}{2\tau}$$

在上述最佳信噪比条件下，

$$D_B\approx\frac{t_D}{7.27\tau_c} \tag{6.6.13}$$

DL-RC 和 CR-$(RC)^m$ 相比，前者的 D_B 与 t_D/τ_c 成正比，后者的 D_B 与 $(t_D/\tau_c)^2$ 成正比。$t_D\ll\tau_c$ 时，DL-RC 的 D_B 比 CR-$(RC)^m$ 的大得多。

总之，DL-RC 滤波成形电路的信噪比好，仅比理想的最佳滤波器差 10%，比高斯型成形还好。但是输出波形的顶部比较尖，弹道亏损较大。最佳信噪比条件下的脉宽 $t_W(1\%)=7.28\tau_c$，复零时间 $t_F(1\%)=5.94\tau_c$，和 CR-RC 成形的相当。因此 DL-RC 滤波成形宜用于探测器电荷收集时间涨落较小的能谱仪中，计数率不宜过高。此外，脉宽调节不太方便，需要改变延迟线的长度，为了获得较理想的波形，延迟线成形电路的调整比较复杂。DL-$(RC)^2$ 的性能见表6-6-1。

2. $(DL)^2$-RC 滤波成形

$(DL)^2$-RC 滤波成形电路是在图6-6-4(a) 之$(DL)^2$ 成形之后加一级 RC 积分器（时间常数为 τ），可产生双极性脉冲。令 $\lambda=\tau_d/\tau$。λ 大时输出波形正负对称（图 6-6-5）；λ 小时正负两瓣变得不对称，负峰值与正峰值之比为

$$\frac{V_{M-}}{V_M}=1-e^{-\lambda}$$

$(DL)^2$-RC成形电路的输出波形也有与幅度无关的过零时间$t_0=\tau\ln(2e^\lambda-1)$。

$(DL)^2$-RC滤波成形电路的信噪比与 λ 和 τ 有关。参数 λ 决定脉冲形状，τ 决定脉冲的时间标度。计算表明，$\lambda\to0$ 时信噪比最佳。在线路上可以用 $(DL)^2$ 成形和电容积分器($\tau\to\infty$的 RC 积分器）组合。此时双极性矩形脉冲经积分后得到单极性的三角形脉冲，它已经丧

失双极性成形的优点。为了保持脉冲的双极性，常常取 $\lambda=1$，即 $\tau=\tau_d$，可得最佳时间常数 $\tau=2.2\tau_c$ 时信噪比劣值系数 $F=1.368$。与单极性 DL-RC 滤波成形相比，信噪比差，脉冲宽度[$t_W(1\%)=13.5\tau_c$]也比较大。

下面简要讨论三角形成形的性能。三角形脉冲如图 6-6-7 所示。DL 的单程延迟时间为 $\tau_d/2$，归一化时间 $t'=t/2\tau_d$，幅度和时间都归一化的输出波形或冲击响应为

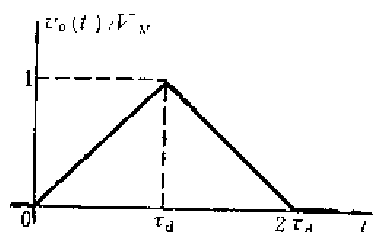


图6-6-7 幅度归一化的三角形脉冲

$$h_\Sigma(t')=\begin{cases}2t', & 0<t'<\frac{1}{2}\\ 2(1-t'), & \frac{1}{2}<t'<1\\ 0, & t'<0\text{或}t'>1\end{cases} \tag{6.6.14}$$

将 $h_\Sigma(t')$ 代入(6.1.43)、(6.1.44)，(6.1.48) 和(6.1.51) 式得到

$$I_a=\int_{-\infty}^{\infty}[h'_\Sigma(t')]^2dt'=4$$

$$I_b=\int_{-\infty}^{\infty}h_\Sigma^2(t')dt'=\frac{1}{3}$$

最佳时间常数

$$2\tau_d=\tau_{opt}=\tau_c\sqrt{I_a/I_b}=2\sqrt{3}\,\tau_c$$

$$\tau_d=\sqrt{3}\,\tau_c \tag{6.6.15}$$

信噪比劣值系数

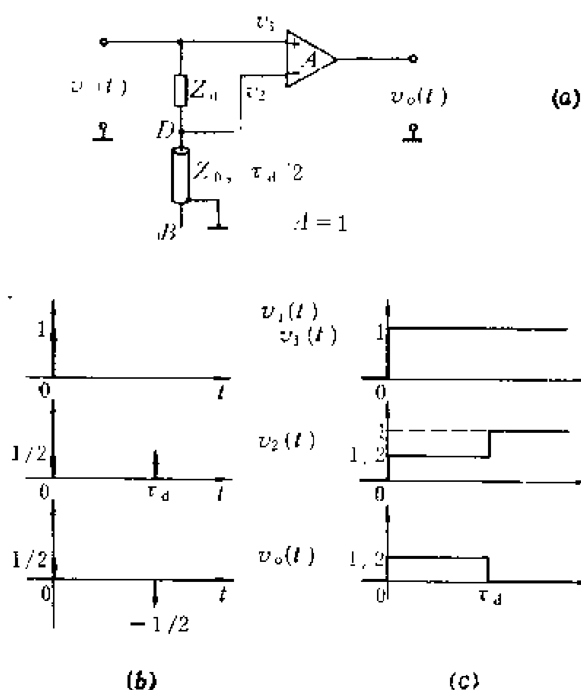
$$F=(I_aI_b)^{1/4}=\left(\frac{4}{3}\right)^{1/4}=1.075 \tag{6.6.16}$$

由此可见，三角形成形的信噪比仅比理想的最佳波形低 7.5%，在实际应用中它是最高的。同时，三角形脉冲的后沿下降较快，并能完全恢复到基线，在最佳信噪比条件下，脉冲宽度 $t_W(1\%)=3.45\tau_c$，复零时间 $t_F(1\%)=1.72\tau_c$，所以三角形成形可运用于较高的计数率。但是，它和 DL-RC 滤波成形一样，有尖顶脉冲的那些缺点。截去三角形脉冲的顶部变为梯形脉冲，则可克服上述缺点。

6.6.3 延迟线成形的使用问题

1 电路和延迟线参数

延迟线成形电路有几种不同的型式：图6-6-1画的是短路线成形；图6-6-8画的是开路线成形，它由始端匹配、终端开路的延迟线和差分放大器构成。设差分放大倍数 $A=v_o/(v_1-v_2)=1$，放大器的输入阻抗无穷大。当输入电压冲击时电路的响应如图6-6-8(b)所示，v_2 的第二个冲击 $\frac{1}{2}\delta(t-\tau_d)$ 是从终端（B）反射到始端（D）的反射波。电路的冲击响应和图6-6-1的相同。输入来自前置放大器的阶跃电压，输出为宽度等于 τ_d 的矩形电压脉冲，如图6-6-8(c) 所示。开路线和短路线一样，有一端是失配的，如果另一端匹配调节不当，就会产生多次反射，成形的波形就不理想。图 6-6-9 所示的电路中延迟线两端都匹配，可以减小不必要的波形反射，因此成形的波形比较好，在使用低质量延迟线时特别有用。不过，和短路线、开路线相比较，延迟线长度相等时成形脉冲的宽度小一半。



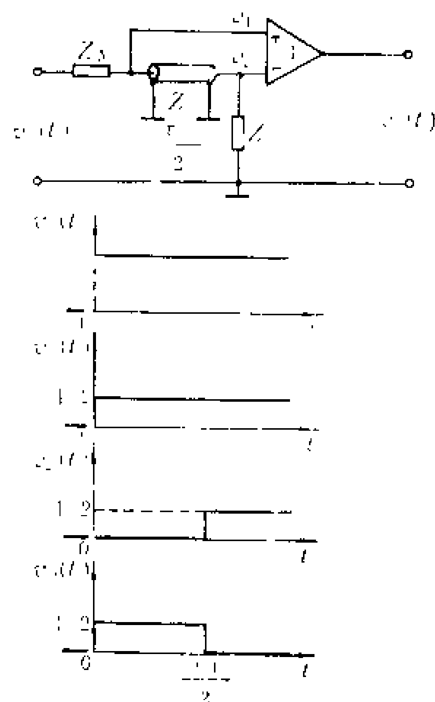


图6-6-8 终端开路的延迟线成形电路

(a) 电路 (b) 冲击响应 (c) 阶跃响应

图6-6-9 两端匹配的延迟线成形电路及其阶跃响应

各种延迟线的参数不同，应该根据实际情况合理选用。常用的延迟电缆和高频同轴电缆[1]的主要参数如下：

① 延迟时间 同轴电缆中信号作为电磁波向前传播，传播速度为$c/\sqrt{\varepsilon\mu}$。c是真空中的光速（$c=3\times10^8$m/s，或者$1/c\approx3.33$ns/m），ε和μ分别是绝缘介质的介电常数和导磁系数。同轴电缆的延迟时间大约为5ns/m，可用于几十或上百毫微秒以下的延迟线成形。延迟电缆的延迟时间较长(例如1μs/m)，适宜于成形大于100—200ns宽度的脉冲。

② 特性阻抗Z_0 高频同轴电缆的特性阻抗较低，一般为50Ω、75Ω等数值，延迟电缆则比较大，可达kΩ量级。电缆的低特性阻抗会对电子线路的设计带来困难。例如，欲在低特性阻抗上得到较大的电压幅度，前置驱动电路就必须提供较大的电流和功率；反过来低阻抗的电缆负载还会影响驱动级的特性和稳定性。电缆匹配要求信号源的输出阻抗小而稳定，并与信号幅度无关，有时较难作到。

必须指出，特性阻抗是电缆在传输高频信号时所表现的特性，信号的周期或上升时间比电缆的延迟时间短或者可以相比拟时，电缆应视为分布参数的器件。当电缆传输低频或上升时间比电缆延迟时间大得多的信号时，延迟时间就可以忽略，电缆可视为集中参数的器件，作为驱动级的负载，它不是特性阻抗，而是集中电容。如SYV-50-3，电容为110pF/m，20m长的总电容为2200pF，这在设计时必须考虑。

③ 通频带 电缆和放大器一样，也有一定的通频带。当电缆输入阶跃电压时输出电压会有一定的上升时间。高频同轴电缆的上限频率很高，一般可达GHz级；延迟电缆的上限频

[1] (英) P.比兰斯基和D.G.W.英格兰姆著，迟惠生译，数字传输系统，第148页，人民邮电出版社，1979年。

率比同轴电缆的低，例如，一种延迟时间为$1\mu s/m$的延迟电缆，上限频率为10MHz。

④ 衰减系数γ 信号经过长电缆传送以后，其幅度会衰减，衰减的大小常用衰减系数γ来表示。对于一米长的电缆v_i和v_o是它的输入和输出电压，则

$$\gamma = 20\lg\frac{v_i}{v_o} \quad (\mathrm{db/m})$$

γ因电缆型号而异，还和信号频率有关（频率愈高，衰减愈大）。例如，视频同轴电缆SYV-50-3，信号频率为45MHz时$\gamma \leqslant 0.120$db/m，经过1米长的电缆$v_o = 0.986v_i$，即信号衰减1.4%。经20米电缆则衰减$20\mathrm{m}\times 0.120\mathrm{db/m} = 2.4\mathrm{db}$，或者$v_o = 0.76v_i$，即输出信号是输入的76%。注意上述衰减系数是对一定频率的正弦波而言的。当延迟线用于传输脉冲时，衰减系数与脉冲宽度和波形有关；传输阶跃电压或宽脉冲时，则衰减系数取决于延迟线内导体的直流电阻。

2. 延迟线匹配

当延迟线负载或者信号源内阻（信号源输出电阻加始端串联电阻）和延迟线的特性阻抗相等（图6-6-10中$Z_i = Z_l = Z_0$）时称为匹配，反之为失配。延迟线失配会出现波形的反射，这是用电缆传输信号时经常遇到的。假设始端匹配，终端失配$Z_l \neq Z_0$，入射电压（或电流）波形传到终端时即产生反射。如果入射或反射电压使延迟线内导体的电位高于外导体，则我们规定此方向为入射或反射电压的正方向。始端或终端的电压反射系数ρ=反射电压/入射电压。根据边界条件可得终端的反射系数

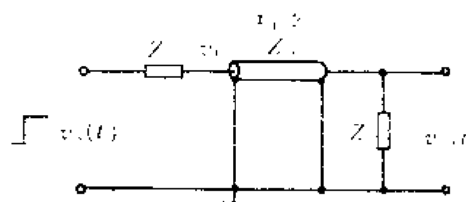


图6-6-10 延迟线的匹配

$$\rho = \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} \tag{6.6.17}$$

Z_l可以是纯电阻，也可以是L、R、C的复数阻抗，Z_l为纯电阻时可分三种情况：

(1) $Z_l = Z_0$时，$\rho = 0$，终端不发生反射。

(2) $Z_l > Z_0$时，$\rho > 0$，在终端反射电压波与入射波同相位。$Z_l \to \infty$即终端开路时，$\rho = 1$，反射波等于入射波。

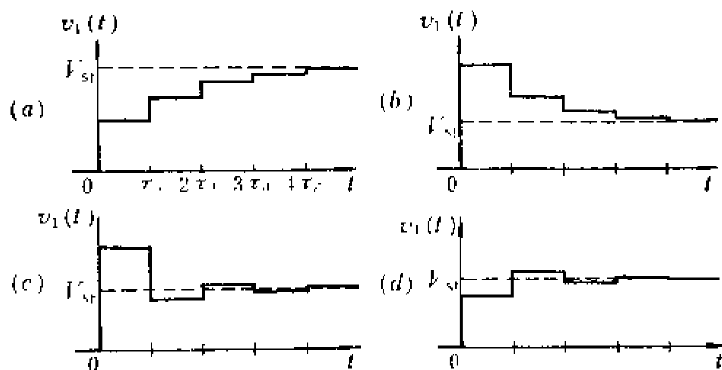


图6-6-11 输入阶跃电压时，延迟线多次反射产生的始端电压波形

(a) $\rho_1 > 0$，$\rho_2 > 0$ (b) $\rho_1 < 0$，$\rho_2 < 0$

(c) $\rho_1 > 0$，$\rho_2 < 0$ (d) $\rho_1 < 0$，$\rho_2 > 0$

(3) $Z_l < Z_0$时，$\rho < 0$，反射波和入射波反相。$Z_l = 0$即终端短路时，$\rho = -1$，反射波和入射波相位相反、数值相等。

$Z_i \neq Z_0$时，始端的反射情况和终端相类似。如果Z_i和Z_l都不等于Z_0，则信号在始端和终端之间来回传输形成多次反射。输入阶跃电压时，由于多次反射在始端得到的四种电压波形如图6-6-11所示。这里延迟线的单程延迟时间为$\tau_d/2$，始端和终端电压反射系数分别为ρ_1和ρ_2。多次反射波形的变化周期是τ_d，变化幅度则逐次衰减（因$|\rho| \leqslant 1$），并趋近于稳定值V_{st}。调试时根据波形的变化周期和变化规律可以判断延迟线是否失配和失配情况，从而指出应当怎样调节Z_i和Z_l才能达到匹配。必须说明，图6-6-11是理想波形，由于输入电压的上升时间等因素，原波形的跳变部分实际上是连续变化的。

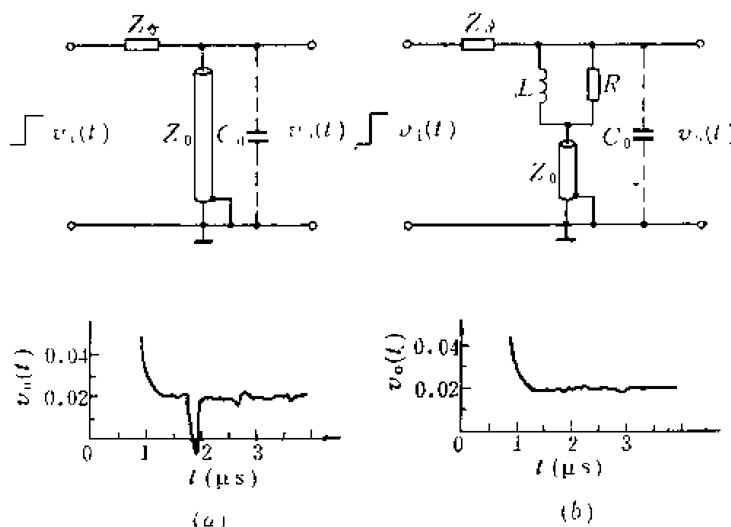


图6-6-12　用补偿网络改善DL成形的波形

(a) 未补偿时的输出波形尾部（输出幅度为1）

(b) 补偿后的输出波形尾部（输出幅度为1）

负载电容的存在会引起电缆终端失配。可以象图5-3-6那样串联一个电感来补偿。实际上，由于其它的分布电容、引线电感和延迟线的缺陷等原因，输出波形还会迭加上一些小的振荡和突起，称为振铃，其幅度因具体情况而异，必须通过实验仔细调整。实验证明在L上并联一个电阻R，振铃可以基本消除，如图6-6-12所示[1]。

3. 延迟线衰减

延迟线衰减是由内导体电阻、外导体电阻或者介质、磁芯损耗等因素引起的，其中内导体电阻是主要因素。对图6-6-1所示的DL成形电路，考虑延迟线衰减后的阶跃响应如图6-6-13(a)所示。假设从始端到终端又从终端回到始端，反射电压被衰减为入射电压的α倍($\alpha < 1$)，则入射和反射电压相加得到的输出脉冲$v_o(t)$，其后沿将出现台阶，台阶的高度为入射幅度的$(1-\alpha)$。出现台阶以后，成形脉冲的后沿回不到起始电平，信号的堆积误差会增加，能量分辨率变坏，同时还可能延长放大器的过载恢复时间。

若输入指数衰减的脉冲，其衰减时间常数τ调节合适，输出脉冲后沿的台阶即可消除。如图6-6-13(b)所示。

入射电压　　$v_1(t) = e^{-t/\tau} u(t)$

反射电压　　$v_2(t) = -\alpha e^{-(t-\tau_d)/\tau} u(t-\tau_d)$

[1] Arthur H. Snell, *Nuclear Instruments and Their Uses*. Vol.1, p.254, John Wiley & Sons, New York, 1962.

调节 τ 使 $\alpha=e^{-\tau_d/\tau}$ 即 $\tau=\tau_d/\ln\frac{1}{\alpha}$ 时输出波形为

$$v_o(t)=v_1(t)+v_2(t)=e^{-t/\tau}[u(t)-u(t-\tau_d)] \qquad (6.6.18)$$

$t>\tau_d$ 时 $u(t)=u(t-\tau_d)=1$，$v_o(t)=0$，即后沿的台阶被消除了。实际上，前置放大器输出的指数衰减脉冲，其时间常数 τ_f 与消除台阶要求的 τ 不同，这时需在前置放大器和 DL 成形之间加接极-零相消电路，以便将衰减时间常数从 τ_f 改变为 τ。也可以采用简单的办法，即在延迟线输入端串联一个适当的电容。

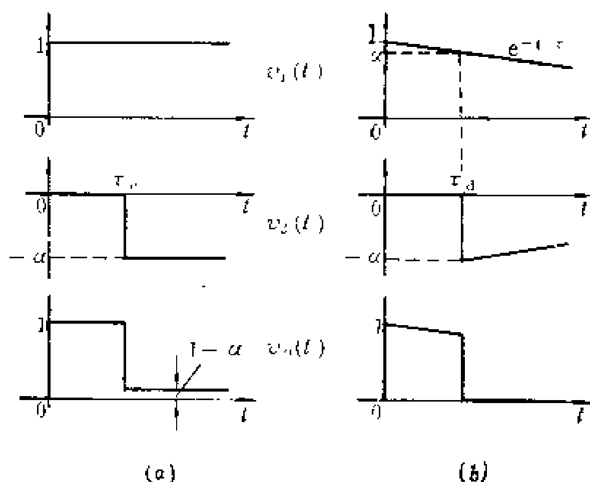


图6-6-13 延迟线衰减对成形脉冲的影响

(a)输入阶跃电压时，成形脉冲的后沿出现台阶 (b)输入指数衰减电压时，台阶可能被消除

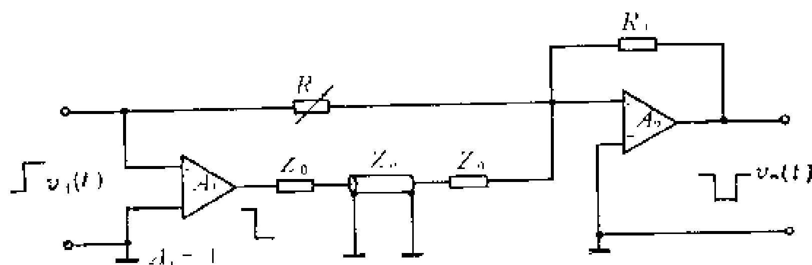


图6-6-14 另一种消除台阶的方法

图 6-6-14 表示另一种消除台阶的方法[1]。输入阶跃电压，信号从延迟线始端传到终端，假设终端信号是输入端的 α 倍（$\alpha<1$），则调节 R，使 $R=2Z_0/\alpha$ 时，电路可以输出后沿无台阶的矩形脉冲。

上面讨论的各种滤波成形电路，它们的输出波形和性能比较见图 6-6-15 和表 6-6-1。有关滤波成形电路的综合评论可参阅资料[2—5]。实际的输入信号和噪声源比较复杂，有待读

[1] P. W. Nicholson, Nuclear Electronics, p.106, John Wiley & Sons, London, 1974.

[2] P. W. Nicholson, Nuclear Electronics, chap. 3—4, John Wiley & Sons, London, 1974.

[3] 席德明、许庭宝、郭瑞琪等编著，常用核电子技术，第三章，科学出版社，1982.

[4] Kenneth Hatch, IEEE. *Trans. on Nuclear Science*, **NS-15**, No.1,303 (1968).

[5] Chamber, *Nucl. Instr. and Meth.*, **14**, 241 (1961) .

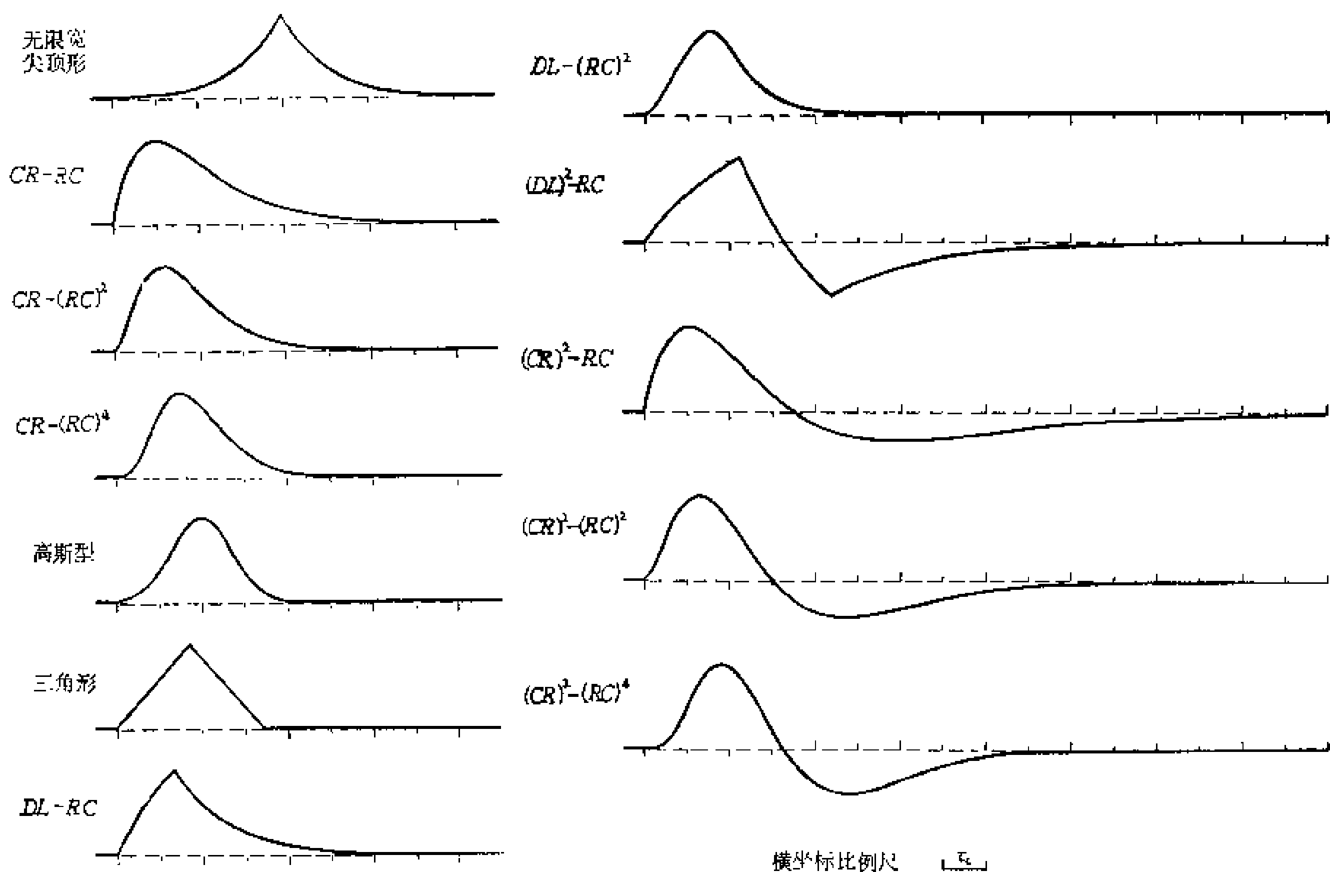


图6-6-15　各种滤波成形电路的输出波形（时间常数使信噪比最佳时）

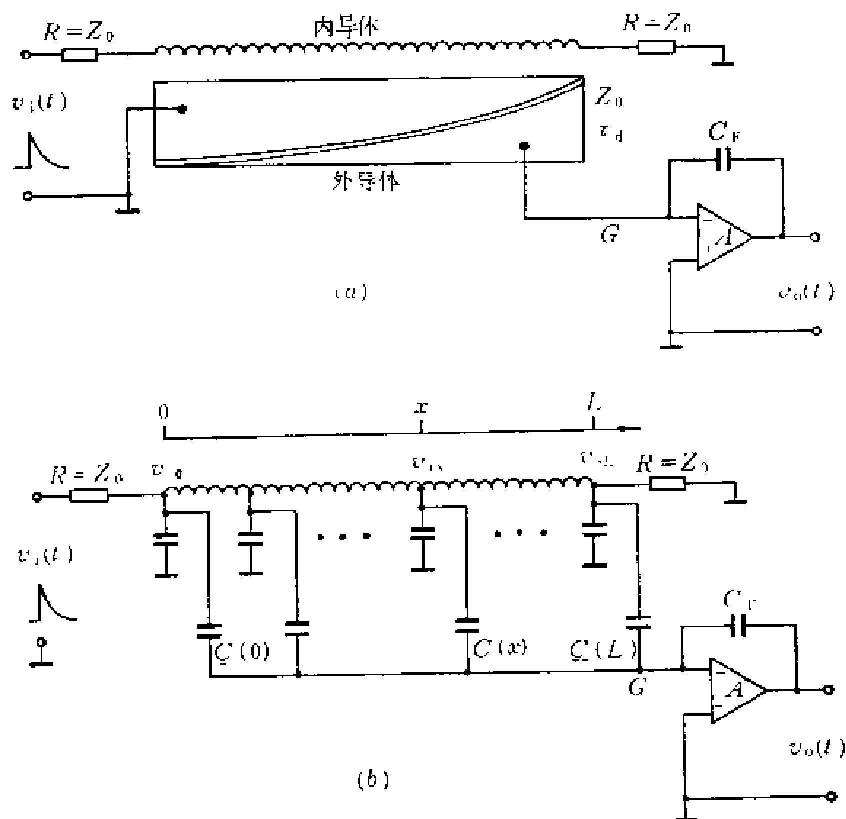


图6-6-16　电容耦合横向滤波器
(a)结构　(b)等效电路

表6-6-1　各种滤波成形电路的性能比较

电路类型		τ的定义	τ_{opt}	信噪比劣值系数 F	峰位 t_M	下冲比 V_{M-}/V_M	脉宽 $t_W(1\%)$	脉宽 $t_W(0.1\%)$	复零时间 $t_F=t_W-t_M$ $t_F(1\%)$	复零时间 $t_F=t_W-t_M$ $t_F(0.1\%)$	平均脉宽 t_W	弹道亏损 D_B③
单极性	无限宽尖顶形	$v_o(t)=e^{-\|t\|/\tau}$	τ_c	1	0	0	$9.21\tau_c$②	$13.8\tau_c$②	$4.61\tau_c$	$6.91\tau_c$	$2.00\tau_c$	$\frac{1}{4}\cdot\frac{t_D}{\tau_c}$
	CR-RC	$\tau=CR=RC$	τ_c	1.359	τ_c	0	$7.64\tau_c$	$10.23\tau_c$	$6.64\tau_c$	$9.23\tau_c$	$2.72\tau_c$	$\frac{1}{24}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$
	CR-$(RC)^2$	$\tau=CR=RC$	$0.577\tau_c$	1.216	$1.15\tau_c$	0	$5.65\tau_c$	$7.27\tau_c$	$4.49\tau_c$	$6.11\tau_c$	$2.13\tau_c$	$\frac{1}{16}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$
	CR-$(RC)^4$	$\tau=CR=RC$	$0.378\tau_c$	1.164	$1.51\tau_c$	0	$5.09\tau_c$	$6.27\tau_c$	$3.58\tau_c$	$4.76\tau_c$	$1.94\tau_c$	$\frac{1}{13.7}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$
	高斯型	$v_o(t)=e^{-t^2/2\tau^2}$	$\tau_c/\sqrt{2}$	1.120	0	0	$4.29\tau_c$②	$5.26\tau_c$②	$2.15\tau_c$	$2.63\tau_c$	$1.77\tau_c$	$\frac{1}{12}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$
	三角形	脉宽$=\tau$	$2\sqrt{3}\tau_c$	1.075	$\sqrt{3}\tau_c$	0	$3.45\tau_c$	$3.46\tau_c$	$1.72\tau_c$	$1.73\tau_c$	$1.73\tau_c$	$\frac{1}{6.93}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)$
	DL-RC	$\tau=RC$ $\tau_d=1.036\tau$	$1.29\tau_c$	1.098	$1.34\tau_c$	0	$7.28\tau_c$	$10.25\tau_c$	$5.94\tau_c$	$8.91\tau_c$	$2.07\tau_c$	$\frac{1}{7.27}\cdot\frac{t_D}{\tau_c}$
	DL-$(RC)^2$	$\tau=RC$ $\tau_d=2.623\tau$	$0.53\tau_c$	1.107	$1.50\tau_c$	0	$5.02\tau_c$	$6.39\tau_c$	$3.52\tau_c$	$4.89\tau_c$	$1.84\tau_c$	$\frac{1}{6.74}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$
双极性	$(\mathrm{DL})^2$-RC①	$\tau=\tau_d=RC$	$2.2\tau_c$	1.368	$2.2\tau_c$	0.632	$13.5\tau_c$	$18.6\tau_c$	$11.3\tau_c$	$16.4\tau_c$	0	$\frac{1}{9.26}\cdot\frac{t_D}{\tau_c}$
	$(CR)^2$-RC	$\tau=CR=RC$	$\sqrt{3}\tau_c$	1.427	$1.01\tau_c$	0.344	$16.8\tau_c$	$21.8\tau_c$	$15.8\tau_c$	$20.8\tau_c$	0	$\frac{1}{21.1}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$
	$(CR)^2$-$(RC)^2$	$\tau=CR=RC$	τ_c	1.354	$1.27\tau_c$	0.436	$12.0\tau_c$	$15.1\tau_c$	$10.8\tau_c$	$13.8\tau_c$	0	$\frac{1}{15.2}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$
	$(CR)^2$-$(RC)^4$	$\tau=CR=RC$	$0.655\tau_c$	1.380	$1.81\tau_c$	0.537	$10.5\tau_c$	$12.6\tau_c$	$8.65\tau_c$	$10.8\tau_c$	0	$\frac{1}{14.2}\left(\frac{t_D}{\tau_c}\right)^2$

〈注〉 ①除$(\mathrm{DL})^2$-RC外，其它电路的性能都是在最佳信噪比条件下算出的；
②对无限宽尖顶和高斯型成形，脉宽的数据为峰持续时间t_{WG}（定义见图6-2-1）；
③表中的弹道亏损是对矩形探测器电流脉冲而言的，并且电流脉冲宽度$t_D \ll \tau_c$。

者结合系统的物理条件进行分析。

*6.6.4 横向滤波器1)[1-2]

横向滤波器是将延迟线上各点的延迟信号加权求和从而得到输出信号的一种滤波器。改变权重系数可以获得多种有限宽度的冲击响应。早期将延迟线抽头并用电容作权重构成了电容耦合横向滤波器。近来，随着电荷转移器件2)的发展，集成化横向滤波器有了广阔的前景。利用横向滤波器的原理研制的数字式横向滤波器[3]已用于X射线能谱测量中。

1. 电容耦合横向滤波器

首先以电容耦合横向滤波器为例介绍横向滤波器的原理。其结构和等效电路如图6-6-16(a)、(b)所示，延迟线两端匹配，特性阻抗为 Z_0，线长 L，单程延迟时间 τ_d。延迟线外导体被分割成两块：左边一块直接接地，右边一块接运算放大器的虚地点 G，所以分割不影响延迟线的性能。假设在离始端 x 的位置上，单位长内导体与接虚地点的外导体之间的电容为 $C(x)$，它是位置 x 的函数，取决于外导体切割的形状。始端 $x=0$，$C(x)=C(0)$；终端 $x=L$，$C(x)=C(L)$。输入信号 $v_i(t)$ 在线上各点建立不同的延迟电压 $v_{i0}(t)\cdots v_{ix}(t)\cdots v_{iL}(t)$，通过电容 $C(0)\cdots C(x)\cdots C(L)$ 加权求和后累积在 C_F 上，从而得到输出信号 $v_o(t)$。实际工作时 C_F 两端并联一个由信号控制的放电开关，使输出的基线从零开始。

下面分析这个横向滤波器的冲击响应。自延迟线 x 点到放大器 A 输出端的电压增益即权重函数

$$w(x)=C(x)/C_F \tag{6.6.19}$$

上式表示电压增益的数值，考虑 A 的倒相作用时还应添加一个负号，这里从略。输入冲击电压 $v_i(t)=\delta(t)$，x 点电压延迟了 $\tau_d x/L$，$v_{ix}(t)=\frac{1}{2}\delta(t-\tau_d x/L)$。滤波器的冲击响应是 $v_{ix}(t)$ 的加权积分，即

$$h(t)=\frac{1}{2}\int_0^L \delta\left(t-\frac{\tau_d x}{L}\right)\frac{C(x)}{C_F}dx$$

因冲击函数是偶函数，$\delta(t-\tau_d x/L)=\delta(\tau_d x/L-t)$，故

$$h(t)=\frac{1}{2}\int_0^L \delta\left(\frac{\tau_d x}{L}-t\right)\frac{C(x)}{C_F}dx$$

令 $\tau=\tau_d x/L$，则 $x=L\tau/\tau_d$，上式改写为

$$h(t)=\frac{L}{2\tau_d C_F}\int_0^{\tau_d}\delta(\tau-t)C\left(\frac{L\tau}{\tau_d}\right)d\tau$$

由（2.1.29）式得

$$h(t)=\frac{LC}{2\tau_d C_F}\left(\frac{Lt}{\tau_d}\right)\int_0^{\tau_d}\delta(\tau-t)d\tau$$

1）横向滤波器——Transversal Filter.

2）电荷转移器件——Charge transfer devices, 简称CTD.

[1] G. L. Miller and D. A. H. Robinson, *Proceedings 2nd*, ISPRA Nuclear Electronics Symposium, p.9, Stresa, Italy, 1975

[2] 薛缪栋，核探测器和核电子学（1979年会议资料汇编）第245页，原子能出版社。

[3] H. Koeman, *Nucl. Instr. and Meth.*, **123**, 169 *and* 181 (1975).

$t<0$ 或 $t>\tau_d$ 时，延迟线上没有信号，$h(t)=0$；$0<t<\tau_d$ 时

$$\int_0^{\tau_d} \delta(\tau-t)d\tau=1$$

所以

$$h(t)=\begin{cases} \dfrac{L}{2\tau_d C_F} C\left(\dfrac{Lt}{\tau_d}\right), & 0<t<\tau_d \\ 0 & t<0 \text{ 或 } t>\tau_d \end{cases} \tag{6.6.20}$$

比较（6.6.19）与（6.6.20）两式，前者是沿延迟线的权重分布 $w(x)$，后者是横向滤波器的冲击响应 $h(t)$，两者函数的形式相似。改变延迟线外导体的切割形状，可以调整权重分布，从而获得多种有限宽度的冲击响应。

本章第一节已经指出，图 6-1-4 所示幅度分析系统可获得最佳信噪比，其中匹配滤波器的冲击响应 $h_2(t)$ 延伸到 $t<0$ 的时间域里，因而是不可能实现的。但是横向滤波器能实现 $h_2(t)$ 中 $t>0$ 的部分，可作为匹配滤波器的近似，如图 6-6-17。根据（6.1.17）式，$h_2(t)$ 可实现的部分可重新写成

$$h_2(t)=\begin{cases} h_0 e^{t/\tau_c} & 0<t<t_M \\ 0 & t<0 \text{ 或 } t>t_M \end{cases} \tag{6.6.21}$$

其中 τ_c 是探测器-前置放大器系统的噪声转角时间，h_0 是常数，t_M 为测量时间。

如图 6-6-16(a) 那样切割延迟线的外导体，使接虚地点的外导体和内导体之间的电容呈指数分布

$$C(x)=C(0)e^{\tau_d x/(L\tau_c)} \tag{6.6.22}$$

$x=0$ 处（始端）电容为 $C(0)$，$x=L$ 处（终端）电容为 $C(0)e^{\tau_d/\tau_c}$。将（6.6.22）式代入（6.6.20）式，并且利用 $\tau_d x/(L\tau_c)=t/\tau_c$，滤波器的冲击响应为

$$h_2(t)=\begin{cases} \dfrac{LC(0)}{2\tau_d C_F} e^{t/\tau_c} & 0<t<\tau_d \\ 0 & t<0 \text{ 或 } t>\tau_d \end{cases} \tag{6.6.23a}$$

或表示为

$$h_2(t)=\frac{LC(0)}{2\tau_d C_F} e^{t/\tau_c}[u(t)-u(t-\tau_d)] \tag{6.6.23b}$$

因此，冲击响应符合（6.6.21）式的要求，延迟时间 τ_d 就是测量时间。滤波器的输入由图 6-1-4 中的噪声白化滤波器提供，输入信号为

$$v_1(t)=\frac{Q}{C_f} e^{-t/\tau_c} u(t)$$

输出信号

$$v_o(t)=v_1(t)*h_2(t)=\int_0^t v_1(\tau)h_2(t-\tau)d\tau$$

由此算出

$$v_o(t)=\begin{cases} \dfrac{Q\tau_c LC(0)}{4C_f\tau_d C_F}(e^{t/\tau_c}-e^{-t/\tau_c}) & 0<t<\tau_d \\ \dfrac{Q\tau_c LC(0)}{4C_f\tau_d C_F}(e^{2\tau_d/\tau_c}-1)e^{-t/\tau_c} & t>\tau_d \end{cases} \tag{6.6.24}$$

$\tau=\tau_d$ 时 $v_o(t)$ 达到最大值

$$V_M=\frac{Q\tau_c LC(0)}{4C_f\tau_d C_F}(e^{\tau_d/\tau_c}-e^{-\tau_d/\tau_c})\tag{6.6.25}$$

输出波形如图 6-6-17 所示，与图 6-1-6 相比，峰值以前 $v_o(t)$ 和有限宽尖顶脉冲的波形相同，峰值以后则像无限宽尖顶脉冲那样指数衰减到零。可以算出，输出脉冲的复零时间为 $t_F(1\%)=4.61\,\tau_c$，$t_F(0.1\%)=6.91\,\tau_c$。

横向滤波器中信号沿延迟线的传播过程如图 6-6-18 所示。延迟线上各点的权重呈指数分布，用实线表示。不同时刻线上的电压分布用虚线表示。因指数波形的陡峭前沿首先到达，故权重分布的形状是输入波形的镜像。在图上每一时刻输出电压的数值决定于图中实线和虚线重合部分的乘积，粗略地可用影线部分的面积表示。从信号电压进入延迟线开始，输出电压逐渐增长，$t=\tau_d$时线上电压分布和权重分布相重合，输出电压达到最大值。然后，信号电压从延迟线中移出，输出电压则逐渐下降到零。

图 6-6-17 中输入白噪声，功率密度谱 $s_1(w)=a^2$ 或 $S_1(\omega)=\pi a^2$（6.1.15式），滤波器的冲击响应和频率响应的关系为 $h_2(t)\doteq H_2(w)$。

由（2.3.46）式得输出噪声电压的均方值

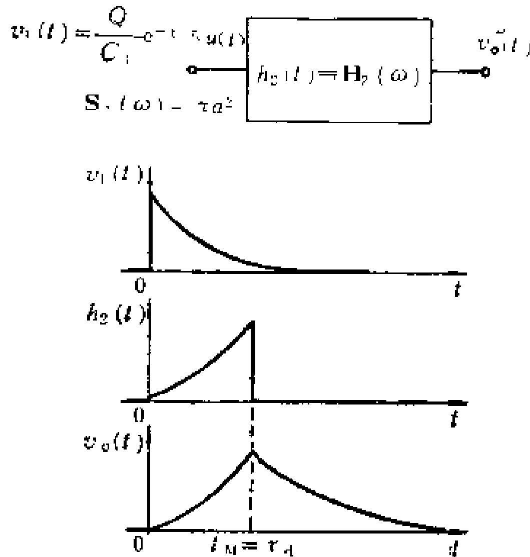


图 6-6-17　近似的匹配滤波器的冲击响应（6.6.21 式）和输入、输出波形

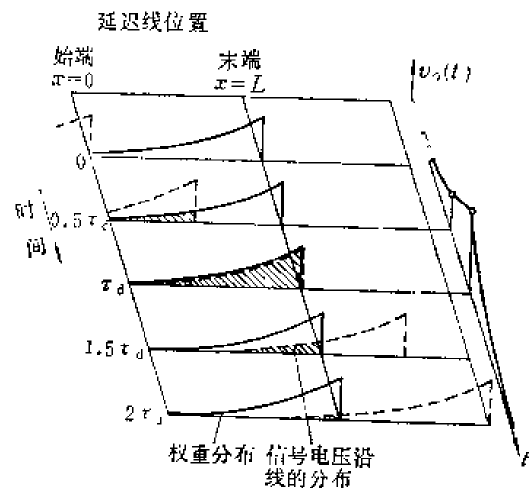


图6-6-18　横向滤波器中信号沿延迟线的传播过程

$$V_n^2=\int_0^{\infty}|H_2(w)|^2 s_1(w)dw=\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}|H_2(w)|^2 s_1(w)dw=\frac{a^2}{2}\int_{-\infty}^{\infty}|H_2(w)|^2 dw$$

利用巴塞瓦定理［(2.1.23)式］，得到

$$V_n^2=\pi a^2\int_0^{\infty}h_2^2(t)dt=\frac{\pi a^2\tau_c}{8}\left[\frac{LC(0)}{\tau_d C_F}\right]^2(e^{2\tau_d/\tau_c}-1)$$

由此算出滤波器的信噪比劣值系数

$$F=\frac{\eta_\infty}{\eta}=\sqrt{\frac{1}{1-e^{-2\tau_d/\tau_c}}}\tag{6.6.26}$$

$\tau_d=\tau_c/2$、τ_c、$2\tau_c$ 和 $4\tau_c$ 时，F 分别为 1.258、1.075、1.009 和 1.00017。显然 $\tau_d\to\infty$ 时这个横向滤波器的输出波形和信噪比都趋近于理想的最佳滤波器。就信噪比而言，τ_d 比 τ_c 大

数倍时F就接近于 1 了。

图 6-6-19 所示横向滤波器，延迟线上各点的权重系数是常数，所以滤波器的冲击响应如图示之矩形，其宽度等于延迟线的单程延迟时间τ_d。若输入宽度为t_W的矩形脉冲，根据卷积分图解法可得如图之梯形输出脉冲，它具有$|t_W-\tau_d|$宽的平顶，可减小探测器电荷收集时间涨落对分辨率的影响。在平顶宽度较小的情况下，信噪比和脉宽与三角形成形的相近。

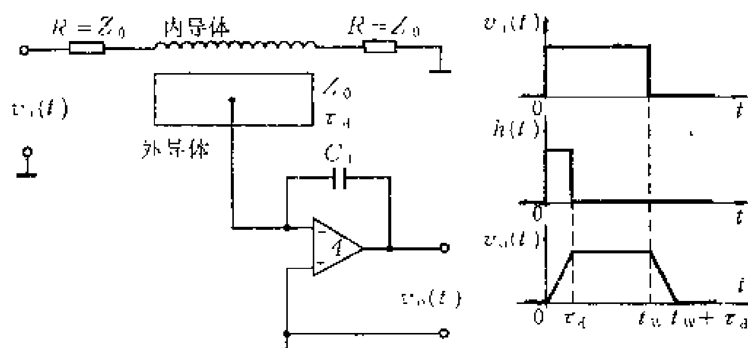


图6-6-19 输出梯形脉冲的横向滤波器

改变权重系数，横向滤波器可产生多种输出波形，从而提高滤波器的有关性能。但是，要使电容耦合横向滤波器达到预期的效果，要求延迟线的频率特性好（上升时间短、波形上冲小），传输衰减小，外导体切割的形状精确。并且，在滤波器作成后它的响应就无法改变了。

2. CTD横向滤波器[1]

近来在性能上逐步完善的电荷转移器件（简称CTD）可用作横向滤波器。CTD是一类集成电子器件的总称，其中包括电荷耦合器件1)（简称CCD）。CTD体积小、功耗低，并具有一定的速度，可用于信号处理、形象传感和数据存储等方面。

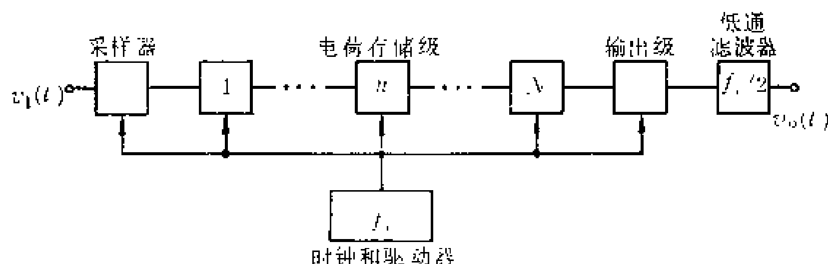


图6-6-20 CTD模拟延迟线的工作原理

CTD器件可构成模拟移位寄存器[2]，如图 6-6-20 所示。与数码寄存器不同，图中的N级寄存器寄存的信息是非量化的模拟信号，它们以电荷形式存储在半导体结电容或 MOS 电路中。输入的模拟电压被采样后转变为电荷信息存入第一级寄存器；然后在时钟脉冲的控制下电荷信息逐级往后转移；转移一次，取样器就向第一级寄存器补充一个新的信息。如果转移过程无电荷损失，输出信息将是输入信息的重现，但延迟了一段时间。由于模拟信号经采

[1] [美]C. H. 塞甘、M. F. 汤普塞著，王以铭译，电荷转移器件，第208页，科学出版社，1979年。
[2] F. L. J. Sangster, *Philips Technical Review*, **31**, 97 (1970).
1) 电荷耦合器件——Charge couple devices.

样后变为时间上离散的信号，输出电压需经低通滤波器平滑后方能恢复为连续的模拟信号。设时钟频率为 f_C，它决定了电荷逐级转移的速率。如果输入信号的截止频率 $f_h<f_C/2$，低通滤波器的截止频率为 $f_C/2$。那么根据采样定理，经低通滤波器输出的模拟信号将没有波形畸变。若输入信号的上限频率高于 $f_C/2$，为了避免采样后频谱的混叠，在采样以前还需再接入截止频率为 $f_C/2$ 的低通滤波器（图上没有画出）。

总之，图 6-6-20 中的电荷转移器件相当于一根模拟延迟线。输出对输入的延迟时间等于CTD的级数 N 与时钟周期 $T(T=1/f_C)$ 的乘积。改变 T 就可调节延迟时间，从而克服了电磁延迟线延迟时间固定不变的缺点。目前，特殊结构的CTD，时钟频率高达 100 MHz，被处理的信号频率可达 5 MHz，延迟范围从几微秒到几毫秒，非线性小于0.1%，动态范围达到1000:1。

上述的CTD延迟线，信号串行输入，串行输出。CTD器件的信息也可以并行输出，图6-6-21是用分割电极法加权的横向滤波器。电荷信息在CTD中的转移过程和CTD延迟线相同。每一级存储的电荷量被相应的电极非破坏性地读出。为了改变权重系数，每级电极被分割成两块，第 n 级两块的面积分别为 S_{1n} 和 S_{2n}。显然，在电荷转移过程中流入电极的电荷量（电流积分）与两电极的面积成正比。当这一对电极接到差分电流积分器时，两者的电荷量就分别累积在两个电容上（并联在电容上的两个复位开关图上没有画出），则输出电压对第 n 级存储总电荷之比（即权重系数）为

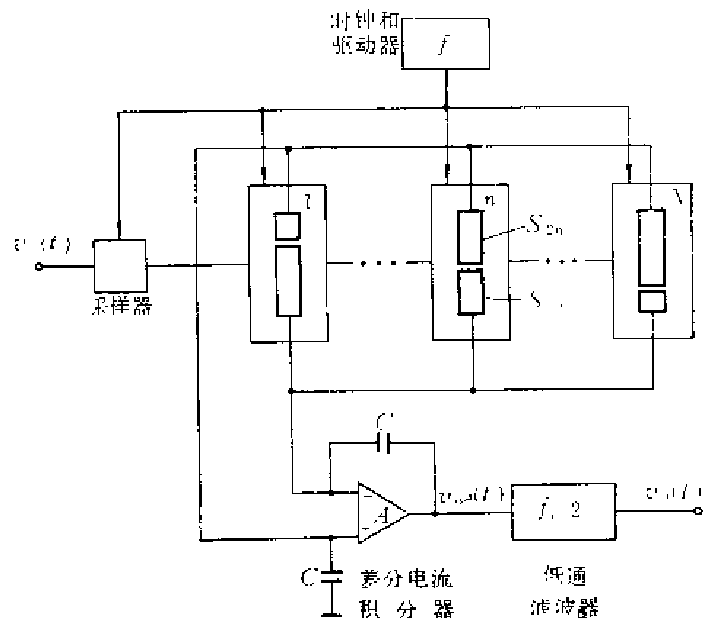


图6-6-21　CTD横向滤波器的工作原理

$$w(n)=\frac{S_{2n}-S_{1n}}{C(S_{2n}+S_{1n})}=\frac{1-S_{1n}/S_{2n}}{C(1+S_{1n}/S_{2n})} \tag{6.6.27}$$

$S_{2n}>S_{1n}$ 时权为正，$S_{2n}<S_{1n}$ 时权为负，权可在 -1 到 $+1$ 范围内变化。

设CTD有 N 级，如图将分割电极分两组并联接至差分电流积分器，则各延迟信号经加权求和后滤波器的输出电压可表示为

$$v_{od}(t)=\sum_{n=1}^{N}w(n)Q_i(t-nT)$$

$v_{od}(t)$ 是离散信号，式中 t 取 T 的整倍数。T 为时钟周期，$Q_i(t)$ 是CTD第一级输入的电荷信息，由输入电压取样而得，$Q_i(t-nT)=C_iv_i(t-nT)$，C_i 是采样器的电压-电荷变换增益。所以，

$$v_{od}(t)=C_1\sum_{n=1}^{N}w(n)v_i(t-nT) \tag{6.6.28}$$

这是散离时间域里的卷积分。在满足取样定理的条件下，经低通滤波器输出的模拟信号$v_o(t)$无波形畸变，即$v_o(t)$是离散信号$v_{od}(t)$的包络线。假设从$v_i(t)$到$v_o(t)$整个模拟信号处理系统的冲击响应为$h(t)$，则

$$v_o(t)=\int_{-\infty}^{\infty}h(\tau)v_i(t-\tau)d\tau \tag{6.6.29}$$

$h(t)$和权重分布$w(n)$有关。当T很小、N很大，即波形上取样点很密时，(6.6.28)式的求和运算可用积分近似，从而得到$v_{od}(t)$的包络线$v_o(t)$。令$\tau=nT$，$dn=d\tau/T$，则

$$v_o(t)\propto\int_{\tau=0}^{NT}C_1w\left(\frac{\tau}{T}\right)v_i(t-\tau)\frac{d\tau}{T}$$

因$n<0(\tau<0)$和$n>N(\tau>nT)$时，$w(n)=w(\tau/T)=0$，所以$v_o(t)$也可以表示为

$$v_o(t)=\int_{-\infty}^{\infty}kw\left(\frac{\tau}{T}\right)v_i(t-\tau)d\tau$$

k是常数。上式和(6.6.29)式相比，得到

$$h(t)=kw\left(\frac{t}{T}\right) \tag{6.6.30}$$

$t=nT$时，$h(t)=kw(n)$。所以，$h(t)$是离散函数$kw(n)$的包络线。设计滤波器时，根据给定的$h(t)$可确定$w(n)$，再由(6.6.27)式即可确定各级分割电极的面积比S_{1n}/S_{2n}。

如果CTD横向滤波器输入的是前置放大器的阶跃电压，$v_i(t)=u(t)\doteq V_i(s)=1/s$，并要求输出电压为$v_o(t)\doteq V_o(s)$，则滤波器的传递函数为

$$H(s)=sV_o(s)$$

即

$$h(t)=v_o'(t)$$

CTD的冲击响应即权重分布是输出波形的时间导数。为了输出有限宽尖顶和有限宽平顶脉冲，图6-6-22画出了CTD的权重分布。CTD横向滤波器时间常数的调节比较方便，对于不同探测器-前置放大器系统的噪声转角时间τ_c，通过时钟周期的调节可改变输出脉宽，即可获得最佳的信噪比。电荷转移器件的独特优点可以在核能谱仪中用作信号处理。目前这方面尚处于研制阶段，随着CTD制造工艺和性能的不断改进，将提供实现最佳滤波器的简便方法。

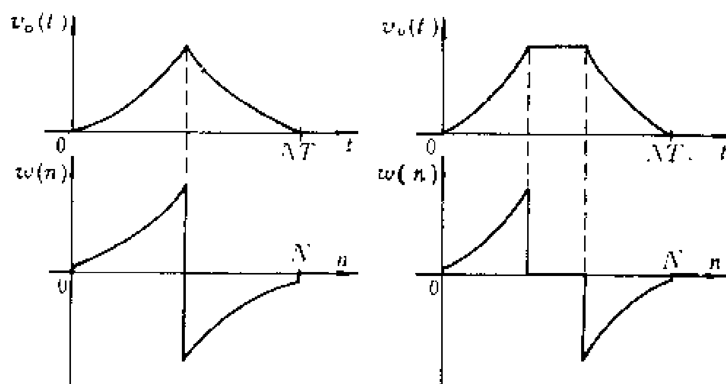


图6-6-22　输入阶跃电压时CTD权重分布和输出波形的关系
(a)有限宽尖顶脉冲　(b)有限宽平顶脉冲

第七章 谱仪放大器和弱电流放大器

本章讨论用于射线能量分析的谱仪放大器和用于射线强度分析的弱电流放大器。

在时间分析中通常要使用快放大器——宽带放大器，这类放大器的一些具体电路及分析可参阅资料［1—4］；低噪声快放大器则可见本书第五章第三节中关于低噪声电流灵敏前置放大器的讨论。

第一节 谱仪放大器

7.1.1 概 述

如第五章图 5-1-1 所示，测量核辐射用的脉冲放大器常分为前置放大器与主放大器两部分。用于脉冲幅度分析、亦即射线能量分析的主放大器称为谱仪放大器[1)]，其作用是将前置放大器输出信号加以放大和滤波成形。显然，这种放大器输出信号的幅度与输入信号的幅度应保持正比关系，即放大器的幅度特性具有良好的线性。鉴于这一特点，这种放大器又称为线性脉冲放大器或线性放大器。

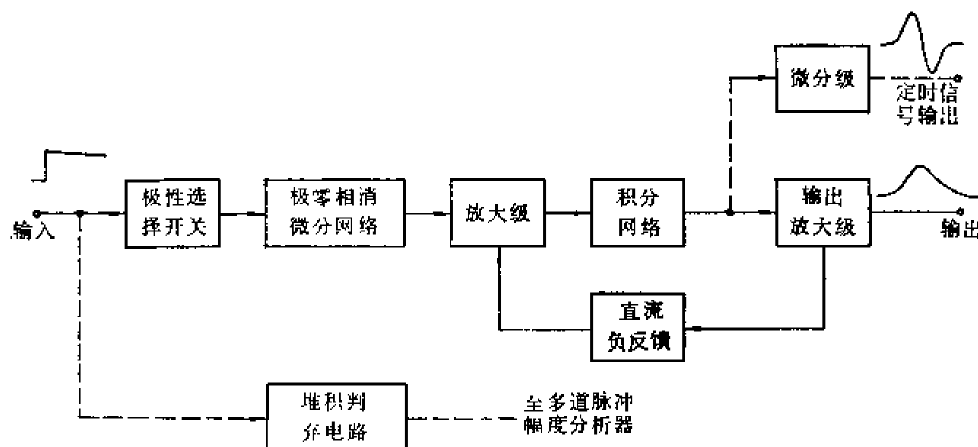


图7-1-1 谱仪放大器方框图

图 7-1-1 是谱仪放大器的方框图。图中极性选择开关适应不同极性的输入，例如正脉冲或负脉冲输入时，通过选择开关都可输出正极性脉冲。微分网络和积分网络构成放大器的滤波成形电路。微分网络通常是具有极零相消的C-R微分网络；积分网络可以是无源的，也可以是有源的，后者还可能同时兼有放大作用。

因为放大器为一线性系统，所以微分网络以及积分网络的前后位置不改变放大器对信号

[1] Harbort Stelzer, *Nucl. Instr. and Meth.*, **133**, 409 (1976).
[2] M. Moore et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **115**, 181 (1974).
[3] J. S. Lunsford, *Rev. Sci. Instr.*, **35**, 1483 (1964).
[4] C. J. Rush, *Rev. Sci. Instr.*, **35**, 149 (1964).

1) 谱仪放大器——Spectroscopy amplifier.

的响应。但是在计数率高时，为了防止信号堆积的电压过高而使放大器超出其线性工作范围，微分网络应靠近放大器的输入端。从噪声性能考虑，则微分网络宜靠近输出端，因为这样可以衰减它前面所有电路在输出端产生的低频噪声。不过，整个前置放大器-主放大器系统的噪声主要是前置放大器中噪声源的贡献，微分网络在主放大器中的位置对这一系统噪声的影响通常可以忽略不计。

通用谱仪放大器除包括放大和滤波成形电路外，往往还有其它信号处理电路和辅助电路，如堆积判弃电路、定时信号输出电路、基线恢复器等，这些电路将在以后有关章节讨论。

7.1.2 谱仪放大器的放大节

谱仪放大器应具有良好的线性和增益稳定性。为此，必须在放大电路中使用很深的负反馈。通常一个负反馈放大单元内不能包括许多放大级，否则将产生振荡，因而其开环增益的数值受到一定限制，负反馈较深时闭环增益也就较小。所以，放大器总是由若干个具有深度负反馈的放大单元（常称为放大节或放大环）串联起来完成放大作用。本节将讨论放大节的主要特性和基本电路。

1. 放大节的主要特性

除了信号成形方面的有关特性以外，谱仪放大器的其它特性都由放大节的特性决定。不过，放大器某一方面的特性可能要由某一个或某几个放大节来保证，因而对不同放大节的要求也可能有较大的差别。

① 增益及其稳定性　如前所述，反馈放大节的负反馈很深，因而闭环增益较小，其值一般在4—10左右[1]，少数可至20—30。增益的温度稳定性多优于0.01%/℃。

② 过渡特性　在谱仪放大器中，被放大的信号需要根据不同要求进行滤波成形。为了保证滤波成形后信号的形状和稳定性，这种滤波成形作用应当仅由放大器中滤波成形电路的过渡特性决定，而不应受放大节过渡特性的影响。通常滤波成形后脉冲的上升时间不小于几百毫微秒，因此放大器放大部分总的上升时间必须比这一数值小得多，例如不超过100ns。如果放大器由 n 节相同的放大节组成，则每节的上升时间不能超过 $\frac{100}{\sqrt{n}}$ns。一般放大节的上升时间大约在十几至几十ns之间。

③ 线性　线性是输出放大节的主要特性之一。输出节输出信号的幅度最大，此外，当负载电阻较小时输出电流较大，因而在各放大节中输出节产生的非线性失真最严重。实际上输出节的非线性决定了整个放大器的非线性，其值一般在0.1%左右。

④ 其它　输入放大节应具有较小的噪声。此外，当考虑信号从远距离传送至输入端时，其输入电阻最好能与传输电缆匹配，否则电缆始端必须匹配。

输出放大节反馈环的输出电阻应当足够小。这样既可直接提供低阻输出，串接适当电阻后又可为传输电缆提供匹配输出。输出节反馈环的输出电阻一般不难作到1Ω以下。

2. 放大节的基本电路

谱仪放大器中放大节电路的基本形式是共射（或差分）-共基-射极输出构成的串联或并

1) 增益的定义见7.1.4。

联负反馈放大环。这种结构的主要优点是稳定性好（不易振荡），开环增益高。图7-1-2(a)所示是FH1002A谱仪放大器中输入放大节的简化电路。T_1、T_2构成输入差分放大级。T_3为共基放大级，它减小了T_1放大级的密勒效应，改善了电路的稳定性和过渡特性，共集电极负载是自举电路构成的高阻负载，因而有较高的增益。输出级为T_4、T_5组成的互补射极输出器，可对正、负极性的输出脉冲都有良好的过渡特性。K_2为极性选择开关，当置于上方时，反馈方式为并联负反馈，输出脉冲与输入脉冲反相；置于下方时为串联负反馈，输出脉冲与输入脉冲同相。因此无论输入脉冲的极性是正还是负，都可根据需要选择K_2的位置，获得正或负的输出脉冲。K_1为输入电阻选择开关，置于左方时，输入电阻约为560Ω，置于右方时约为50Ω。放大节的增益约等于7。

图7-1-2(b)所示是2020型谱仪放大器中放大节的简化电路。T_3、T_4为并联的共基极放大管，为了提高开环增益，以高输入阻抗的源极输出器作为它们的公共集电极负载。放大节的增益约等于30。

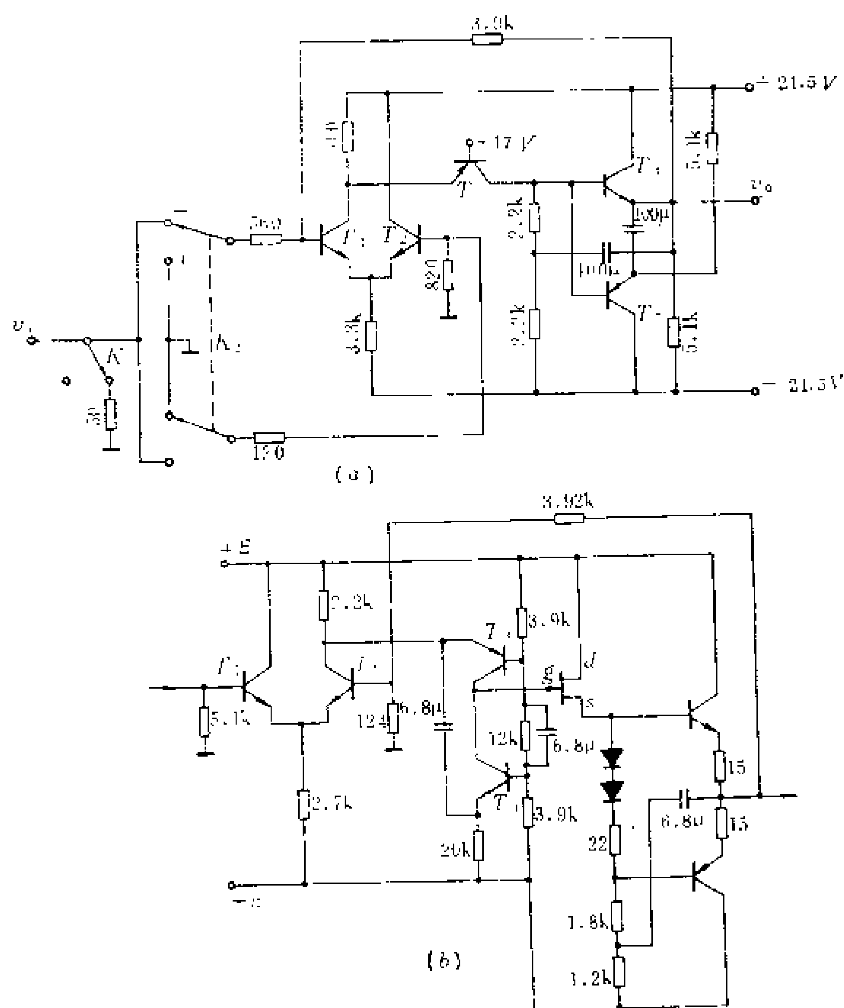


图7-1-2 放大节的简化电路

(a) FH1002A谱仪放大器的输入放大节（图中所注直流电压分别由±24V电源经滤波和降压而得）

(b) 2020谱仪放大器中的放大节

7.1.3 谱仪放大器的实际电路

FH1002A 谱仪放大器主要用作半导体谱仪、闪烁谱仪或正比计数管谱仪的主放大器。整个放大器由A_1—A_5五个负反馈放大节和滤波成形电路组成，如图7-1-3所示。滤波成形电路包括一级极零相消 CR 微分电路和四级 RC 积分电路。

五个负反馈放大节电路基本相同。第一放大节的电路如图 7-1-2(a) 所示，其输入级采用差分电路，以便通过开关K_2完成前述极性选择作用。其余放大节 A_2—A_5 中，均使用单管放大器作第一级。放大器输出电平基本为零电平，便于和下级（例如脉冲幅度分析器）直流偶合，为谱仪在高计数率下工作提供了条件。为了稳定输出端直流电平，自放大节 A_5 输出端至A_3输入端加有直流负反馈。

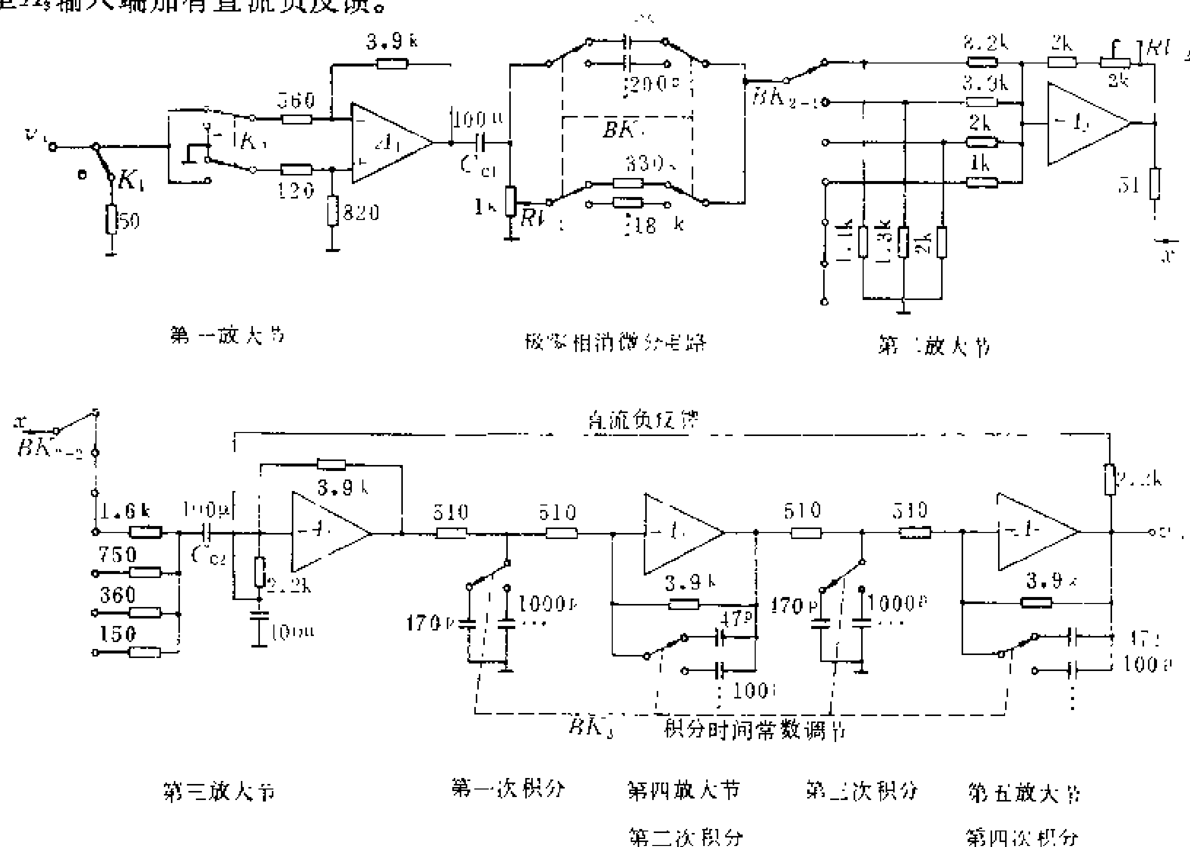


图 7-1-3 FH1002A 谱仪放大器原理图

注 1）BK_1与BK_3各分七档，图中仅画出时间常数最小的两档，
2）BK_{2-1}与BK_{2-2}同调（增益粗调）
3）RV_2为增益细调电位器

7.1.4 谱仪放大器的技术指标[1]

1. 增益

谱仪放大器的增益（放大倍数）定义为：输入阶跃电压或足够宽的矩形脉冲电压时，输出脉冲幅度与输入脉冲幅度之比。不同探测器的输出信号经前置放大器放大后，其幅度多在

[1] 指标的测量方法可参阅
Test procedures for amplifiers and preamplifiers for semiconductor detectors for ionizing radiation, International Electrotechnical Commission, Publication 340, 1979.

mV—V 量级，而幅度分析器最大分析幅度大约为 5—10V，所以通用谱仪放大器的增益应当是可调的，调节范围一般为几倍至几千倍。

2. 噪声

谱仪放大器是一种电压放大器，因此，其噪声指标用折合到输入端的等效噪声电压表示。设谱仪放大器的增益为 A，在输入端不接前置放大器时测得输出噪声电压有效值为 V_{no}，则等效输入噪声电压有效值

$$V_{ni}=\frac{V_{no}}{A}$$

其数值可用有效值（均方根值）电压表测量。V_{ni} 与滤波成形电路的参数有关，所以在给出这一指标时，应注明相应的测量条件。

为了提高谱仪的分辨率，谱仪放大器的噪声贡献一般应比前置放大器的噪声贡献小得多。因为前置放大器具有放大作用，所以实际上不难满足这一要求。例如，对于 Si(Li) 谱仪系统，如前置放大器的噪声线宽 $\mathrm{FWHM}_E=200\mathrm{eV}$，反馈电容 $C_f=0.2\mathrm{pF}$，则其输出端的等效噪声电压，亦即贡献给谱仪放大器输入端的等效噪声电压为 $\frac{e\mathrm{FWHM}}{(2.36WC_f)}=19\mu V$，其中 e 为电子电荷，$W=3.6\mathrm{eV}$ 为电离能。设谱仪放大器本身的等效输入噪声电压为 $5\mu\mathrm{V}$，考虑到总噪声均方电压为上述两项噪声均方电压之和，则这时谱仪放大器本身噪声对总噪声的贡献不超过5%。

有关噪声电压测量的注意事项可参阅5.2.5，2中的叙述。

3. 线性

在测量射线能谱时，实际上测量的是谱仪放大器输出信号的幅度谱 $\frac{dn}{dV_M}=f(V_M)$，其中 V_M 为信号幅度、$\frac{dn}{dV_M}$ 为单位幅度范围内的计数率，然后通过标定的能量-幅度曲线确定射线的能谱 $\frac{dn}{dE}=f(E)$，式中 E 为能量，$\frac{dn}{dE}$ 为单位能量范围内的计数率。据第四章分析可看出，放大器的积分非线性造成能量 E 与幅度 V_M 之间的非线性，而微分非线性则造成 $\frac{dn}{dV_M}$ 与 $\frac{dn}{dE}$ 之间的非线性。例如，幅度谱中两个峰的高度相同$\left(\text{即峰位处}\frac{dn}{dV_M}\text{相同}\right)$时，并不一定表示与这两个峰相对应的单位能量范围内的计数率 $\frac{dn}{dE}$ 也相同。

积分非线性与微分非线性之间有内在的联系，对于谱仪放大器，通常只用积分非线性来表征放大器线性的好坏，其值一般在0.1%左右，最大输出幅度一般不小于 10V。

测量谱仪放大器积分非线性的关键在于准确测定输入信号 v_i 的幅度 V_i 和输出信号 v_o 的幅度 V_o。在放大器的增益为 A 时，V_i 为 $\frac{V_o}{A}$，当 A 比较大时难于将 V_i 测准。通常是将精密信号发生器的输出信号 v_1 衰减成 v_i 再输入放大器（图 7-1-4a），$V_i=\frac{V_1}{K}$，通常取 $K\approx A$，

通过测量V_1即可确定V_i。

为了测定V_o相对于V_1的线性，目前常用电桥法。如图7-1-4(a)，使被测放大器处于反向输出状态，即增益为$-A$。精密信号发生器无衰减输出端的信号v_1加到电桥的一端，衰减后的信号v_i加到被测放大器输入端，放大器输出信号v_o($V_o = AV_i$)加到电桥的另一端。电桥的电阻臂$R_1 = R_2$（通常取10kΩ左右）。电桥的输出信号v_s加到示波器。为避免示波器过载，加入了二极管限幅电路。示波器由v_1进行外触发，以便于测量。

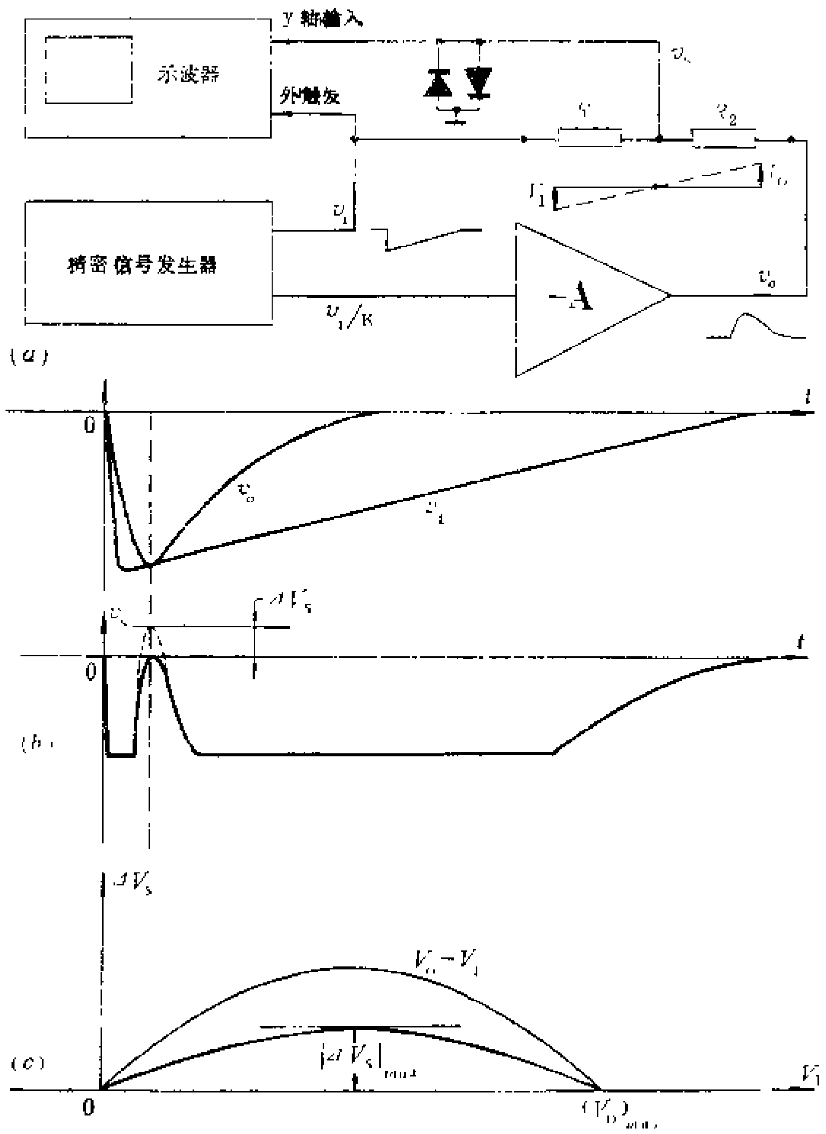


图7-1-4　电桥法测谱仪放大器积分非线性

(a) 测试电路

(b) 各点波形

(c) 测试结果

测量时，先将被测放大器调到所需的增益和成形电路时间常数。调v_1使V_1达到放大器额定最大输出幅度$(V_o)_{max}$。然后仔细调节信号发生器的衰减器或放大器的增益（细调），使v_1、v_o在v_o峰值处的瞬时值的绝对值相等（图7-1-4b），此时v_s的瞬时值为零。但是，由于v_1和v_o前后沿形状不同，除在v_o峰值处外，v_o前后沿部分使v_s产生很大的负向下冲（当v_1

为负信号时)。此下冲被二极管限幅，v_s 的波形如图7-1-4(b) 所示。调好后从$V_i=(V_o)_{max}$起减小V_i，测定v_s在v_o峰值处的数值ΔV_s。测量结果作图得如图7-1-4(c) 所示ΔV_s—V_i曲线。在 $R_1=R_2$ 时，V_o 和 V_i 的偏差 $\Delta V=V_o-V_i=2\Delta V_s$。如简单地以$\left(\frac{\Delta V}{2}\right)_{max}$作为 ΔV 的平均值，平均值两边的最大偏差的绝对值相等，皆为$\left|\frac{\Delta V}{2}\right|_{max}=|\Delta V_s|_{max}$，则积分非线性为[1)]

$$\text{INL}=\pm\frac{|\Delta V_s|_{max}}{(V_o)_{max}}\times 100\% \tag{7.1.1}$$

按第四章的定义，应先用最小二乘法求出 $V_o=f(V_i)$ 的拟合直线，再求出最大偏差来计算积分非线性。以上是一种简便的近似计算方法。

在有高道数多道分析器时，可用多道分析器来测量 V_i 和 V_o。如果道数有8192道，幅度分辨能力可达$\frac{1}{8192}$。在多道分析器对波形不同的 v_i 和 v_o 都有同样线性时，测量 ΔV_o 的精度可达万分之一左右。

4. 计数率特性

当计数率较高时，由于信号的堆积，谱峰将发生偏移和展宽。谱仪放大器的计数率特性主要决定于它的滤波器的响应。由滤波器成形的信号越宽，堆积的可能性越大。

测量谱仪放大器的计数率特性时，通常向放大器输入精密等幅脉冲，让它所产生的峰在 $0.9(V_o)_{max}$ 附近。然后同时送入来自探测器的信号，使放射源的谱不超过 $0.7(V_o)_{max}$，改变放射源信号的计数率，测定发生器信号峰的峰位变化和峰宽变化。

在实际工作中，常常一次测定包括前置放大器在内的整个放大系统的计数率特性。如图7-1-5，精密信号发生器的信号经过前置放大器中的定标电容（测试电容）C_C 输入。在放大器输出端产生幅度约 $0.9\ (V_o)_{max}$ 的信号 v_R，送入多道分析器。发生器的信号同时经过成形电路成形为宽度足以覆盖v_R的逻辑信号加到多道分析器的“符合”输入端，使多道分析器仅记录v_R而不记录探测器信号。前置放大器的输出信号经过快放大器的小时间常数微分和放大后，甄别掉噪声脉冲，由计数率计测定计数率。甄别器和计数率计的工作原理见第九和第十二章。

测量时，改变放射源和探测器距离，在某一低计数率n_{min}（例如100—1000计数/秒)时，测定发生器信号峰的峰位 V_{R1} 和半高宽 FWHM_1。然后提高计数率到某一需要达到的高值 n_{max}（例如10^5计数/秒)，再测发生器信号峰的峰位 V_{R2} 和半高宽FWHM_2。则此系统在计数率由 n_{min} 变到 n_{max} 时，

相对峰位变化为：$\frac{V_{R2}-V_{R1}}{V_{R1}}$

峰半高宽变化为：$\sqrt{(\text{FWHM}_2)^2-(\text{FWHM}_1)^2}$

应当注意，图 7-1-5 中放大器和多道分析器必须采用直流耦合，多道分析器中的模拟电

1）国际电工委员会的标准340号（1979）定义

$$\text{INL}=\pm\frac{2|\Delta V_s|_{max}}{(V_o)_{max}}\times 100\%.$$

路部分必须没有交流耦合或其他能引起附加计数率效应的电路。

为了克服高计数率引起的峰位和峰宽变化，谱仪放大器中常设有堆积判弃电路(第八章)。它能将因堆积而使幅度畸变了的信号舍弃，因丢失了这些信号，测谱时要增加测量时间。

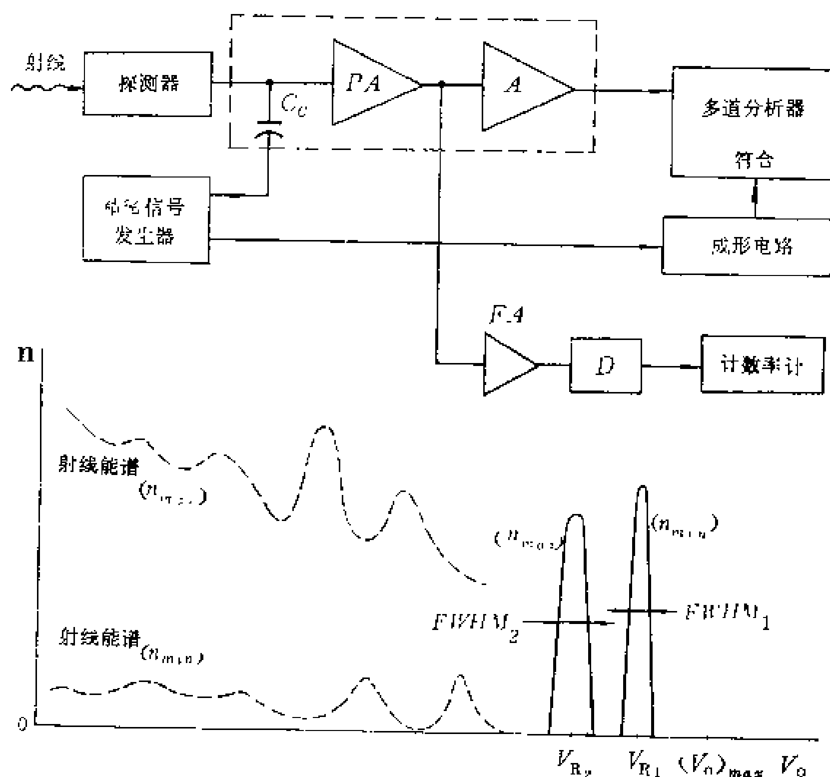


图7-1-5 测量放大系统计数率特性的框图和谱形

PA——前置放大器 A——放大器 FA——快放大器

D——甄别器 RM——计数率计

5. 过载特性

过大的幅度输入信号会使放大器出现过载，在前一章分析成形电路波形时已经提到。这里再就放大器整机的过载特性作一分析，并说明如何从过载时的输出波形分析过载现象。

上一章已经指出，当放大器的输入信号不是理想阶跃信号而具有缓慢衰减的后沿，即具有一个大时间常数的极点时，如果输入级微分电路极零相消不良，微分后的信号将具有大时间常数的尾部（图6-2-9)。在输入信号幅度超过正常范围上百倍、上千倍时，这种过大的尾部将使放大器长时间进入非线性区。输出波形将如图7-1-6(a)所示：1为极零欠补偿而幅度过载，3为极零过补偿又幅度过载。图中同时画出了幅度不过载时的输出波形以资比较：2为极零欠补偿，4为过补偿。过载时输出波形的平顶部分超出线性动态范围$(V_o)_{max}$，是放大器处于非线性区的标志；在此平顶部分没有噪声输出，表示小信号增益为零。从过载输出信号产生时刻起到噪声恢复到正常值的时间，称为小信号增益恢复时间t_{sR}；因为噪声能够被正常放大标志着放大器中各级都已恢复到能够正常放大小信号。从过载输出信号产生时刻起到其基线恢复到零的时间称为过载输出信号基线恢复时间t_{BR}。实际上常以基线恢复到离零电平$\pm0.01(V_o)_{max}$或$0.02(V_o)_{max}$作为确定t_{BR}的标准。如果放大器各级基线都恢复到零，则大信号增益一定已恢复正常；否则大信号可能得不到正常放大。我们定义从过载脉冲输入起到大信号

（其幅度达到额定动态范围）增益恢复正常的时间为放大器的过载恢复时间 t_{oR}。如果放大器各级波形总是后一级不比前一级窄，就可以从末级输出信号在过载后的基线恢复时间来确定放大器的过载恢复时间，即 $t_{oR}=t_{BR}$。对于滤波器只有一次微分的放大器，通常可以这样来测定过载恢复时间。

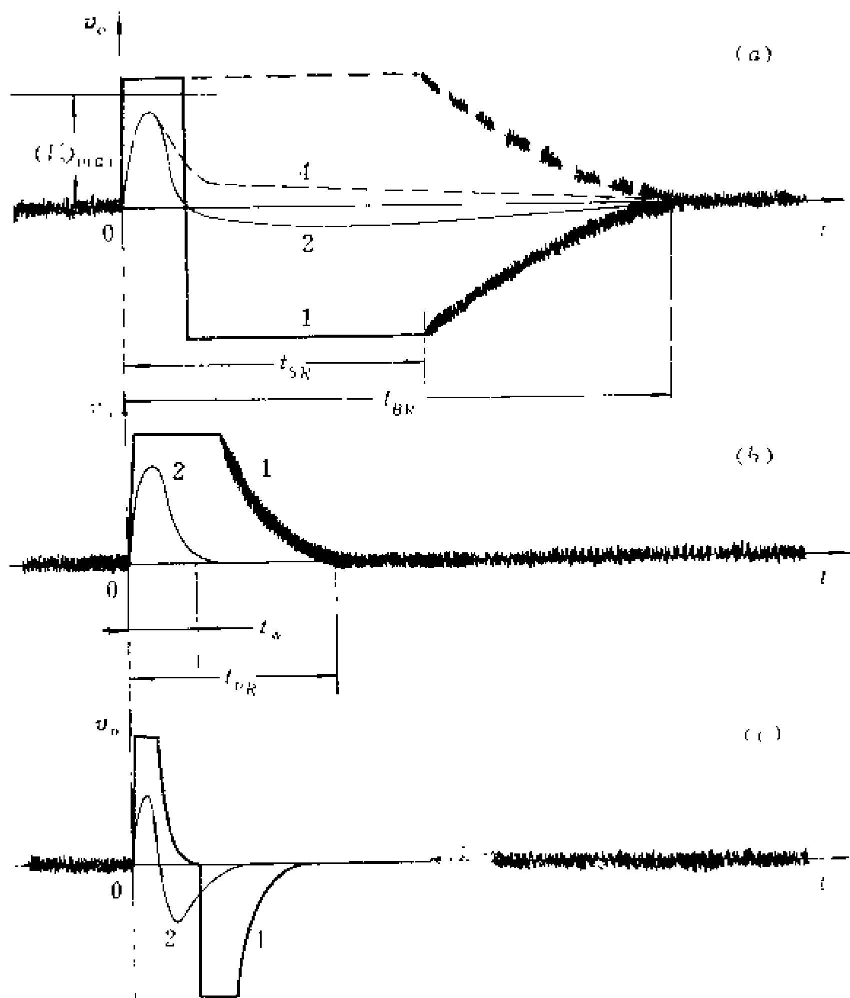


图7-1-6 放大器过载时的输出波形（图中所有不过载波形上均未画噪声）

(a)极零相消不良时 1.极零欠补偿、幅度过载， 2.极零欠补偿、不过载， 3.极零过补偿、幅度过载， 4.极零过补偿、不过载

(b)极零临界补偿时 1.过载， 2.不过载

(c)双极性成形时的输出信号波形 1.极零欠补偿、过载， 2.不过载

在放大器末级具有第二次微分而输出双极性信号时，从输出波形分析过载情况要复杂一些。假设末前级输出的过载波形如图7-1-6(a)1，则放大器末级输出波形将如图7-1-6(c)。输出波形的基线比较早就恢复到零，可是末前级的过载没有这样早恢复；噪声要比较晚才有输出就是证明。仅从输出信号分析，当噪声恢复到正常值时，我们可以肯定放大器所有各级的小信号增益都已恢复正常；但是输出信号基线恢复到零，并不一定标志着放大器所有各级的基线都已恢复到零。图7-1-6(c)所画输出信号窄于其前级输出信号，就不能仅由末级输出信号基线恢复到零来判断大信号增益已经恢复。通常能输出双极性信号的放大器也能输出单极性

信号，其过载恢复时间宜由单极性输出信号测定。

应当说明，图7-1-6(a)、(c)画的都是在极零相消不良时的过载输出波形，为的是说明此时过载的严重性。在实际测定过载特性时，必须先仔细调好极零相消电路。图 7-1-6(b)画出了极零临界补偿时的过载输出波形 1 和不过载波形 2 。可见过载恢复时间比极零相消不良时短多了。实际的缩短程度比图上的比例还要大得多。

当放大器级间存在大时间常数的 CR 隔直流电路。即使放大器输入级微分电路的极零相消调好了，单极性信号通过 CR 隔直流电路后又会产生大时间常数的反向下冲。尤其在过大幅度脉冲通过时（如图7-1-7所示），下级 A_1 的输入晶体管可能饱和而产生很大的输入电流，在过大信号作用期间 C 迅速充电，信号过去后 R 上将出现幅度很大、衰减很慢的反冲，产生和图 7-1-6(a)1 类似的输出过载波形。所以，谱仪放大器不仅放大节内部采用直流耦合，各级放大节之间也常全部采用直流耦合（必要的滤波成形电路除外），然后利用跨级直流负反馈来稳定直流工作点（如图7-1-1）。为了避免放大节在过大信号作用下出现很大输入电流、降低输入阻抗从而影响到成形网络的参数，放大节的输入级通常做成差分放大器（图7-1-2）。差分放大器还具有工作点比较稳定的优点。

测量放大器的过载特性有各种不同的方法。为了测小信号增益何时恢复，可以在向放大器送入过载脉冲的同时，混合送入小幅度高频正弦信号（或脉冲信号），观察在过载脉冲之后为了测大信号增益何时恢复，可以和过载信号一起混合送入幅度为最大线性输入幅度的信号，观察在过载信号作用后，后者何时恢复到正常输出幅度。本书定义过载恢复时间为大信号（其幅度达到额定动态范围）增益恢复时间。在确知放大器各级信号都是后一级不窄于前一级时，可以仅送入过载脉冲，测得的输出信号基线恢复时间 t_{BR} 即为 t_{oR}。

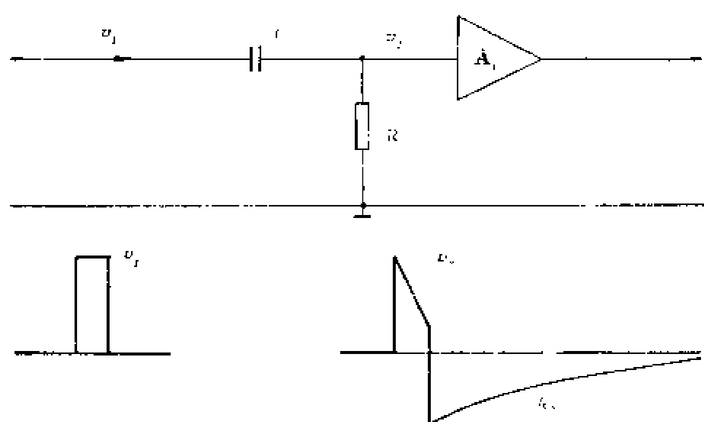


图7-1-7　过载脉冲通过 CR 隔直流电路后的波形（A_1在脉冲作用期间输入电流剧增时）

过载恢复时间显然还与输入过载脉冲的幅度有关，所以要规定过载脉冲幅度为最大线性输入幅度的多少倍，通常取100倍或1000倍。过载恢复时间则以不过载时的脉宽的多少倍来度量。不过载脉宽通常取 $t_W(1\%)$ 或 $t_w(2\%)$。例如，某放大器的过载特性是：过载 100 倍时过载恢复时间为不过载脉宽的 2.5 倍。即在过载脉冲的幅度为最大线性输入幅度的 100 倍时，过载后的恢复时间是不过载时的输出信号宽度的 2.5 倍。

6. 增益稳定性

在能谱测量中，如果放大器的增益不稳定，则输出信号幅度随之变化，能量分辨率将变坏。目前半导体探测器的能量分辨率可达0.1%，设能谱峰位在幅度分析器4000道处，则其半高宽为 4 道。如果放大器增益的相对变化也是0.1%，那末，原来相应于峰位道的信号幅度将

漂移4道，从而使谱峰明显展宽。因此，大体上说，放大器的增益稳定性应比探测器的能量分辨率好几倍以上。例如，探测器的分辨率为千分之一时，放大器总的增益变化最好在万分之二、三以下。

通常用以下三方面的特性衡量放大器的增益稳定性

① 电网电压变化对增益的影响 电网电压变化时，增益也随之变化。一般以电网电压变化±10%或+10%、−12%时增益的相对变化表示这一特性，也可以用输出信号幅度的相对变化表示。在测量这一指标时，应注意仅改变被测放大器的电网电压，而测试设备的电网电压则应保持不变。

② 温度系数 放大器增益温度系数$(\Delta A/A)/^\circ C$一般在0.01%/°C左右，如果在测量时间内温度变化10°C，则增益的相对变化约0.1%。因此，在高分辨率能谱测量中，如测量时间较长，应特别注意温度变化对测量的影响。

③ 长期稳定性 放大器增益的长期稳定性定义为：在标准电网电压（220V）下，长时间（例如八小时）工作期间内放大器增益的最大相对变化。例如，对于FH1002A谱仪放大器，长期稳定度的典型值为0.1%/8小时。

第二节 弱电流放大器——静电计

在射线测量中，常常要测量10^{-7}—10^{-15}A甚至更小的直流电流信号，即所谓弱电流信号。显然，用普通电流表不能测量这样微小的电流。因此，往往将待测电流加以放大或变换之后再进行测量。测量弱电流的装置通常称作静电计。

7.3.1 电阻式静电计

1. 工作原理

测量弱电流最常用的方法之一是使待测电流I流过一个高阻值电阻R，通过测量R上的电压V得到I的数值，如图7-2-1(a)所示。

图7-2-1(a)中测量电路的输入电阻R_i必须比高阻R大得多，否则电流I将被分流。如果R很大，即使I很小，在R两端也能获得不小的电压降。例如取$R=10^{11}\Omega$，并且$R_i \gg R$，则在$I=10^{-12}$A时$V=100$mV，但这时R_i必须比$10^{11}\Omega$大得多。一般的毫伏计输入电阻不大于10^6—$10^8\Omega$，所以当待测电流很小时，图7-2-1(a)中的测量电路要予以特殊考虑。

通常测量电路是一个输入电阻非常大的直流放大器。由于晶体管的输入电阻较低，因而这种放大器的输入级多使用绝缘栅场效应管或“静电计电子管”作为放大管。

2. 静电计电子管

静电计电子管简称静电计管，是专门用来放大弱电流信号的一种电子管。它具有极高的输入电阻(例如$10^{14}\Omega$以上)和极小的栅流（例如10^{-14}A或更小）。用静电计管作为图7-2-1(a)中直流放大器输入级放大管时，电阻R的阻值可以很大，信号IR也就较大；管子的栅流小，栅流噪声和漂移也就很小；因此静电计的灵敏度可以很高。

静电计管具有三极管、四极管、孪生管等多种形式。DC-2型双四极静电计管的符号及参数见图7-2-1(b)。

为了保证静电计管的特性，栅流不超过额定值，且应注意以下几点：各极供电电压不应

超过额定值；管子必须很好地避光并予以电磁屏蔽，通常把管子放在金属盒里；控制栅极周围应保持高度清洁（脏了可用酒精或乙醚清洗），它与高阻以及探测器之间的引线必须对地有良好的绝缘；为了得到较好的效果，有时把管子放在真空盒里或对管子进行防潮处理。

3 电路

图 7-2-1(b)是电阻式静电计原理图。为了改善静电计的特性（例如线性），放大电路通常均采用很深的负反馈。图中输入端对地电压 V_i 等于电流 I 在电阻 R 上产生的信号电压 IR 与反馈电压（即输出电压 V_o）之和（$V_i=IR+V_o$），在数值上 IR 与 V_o 异号，即相当于引入了100% 的负反馈。设 A 为整个放大器的开环增益，则 $(IR+V_o)A=V_o$，实际上 $A\gg1$，所以 $I=-V_o/R$。设 $R=10^{10}\Omega$，输出端电压表量程为50mV，则电压表指示满刻度时输入电流 $I=-0.05/10^{10}=-5\times10^{-12}$A，因此不难测量 10^{-12}A 或更小一些的电流。当要求测量较大的电流时，可使用较小阻值的电阻或扩展电压表的量程，例如，将电压表量程扩展至5V，则可测量 5×10^{-10}A的电流。

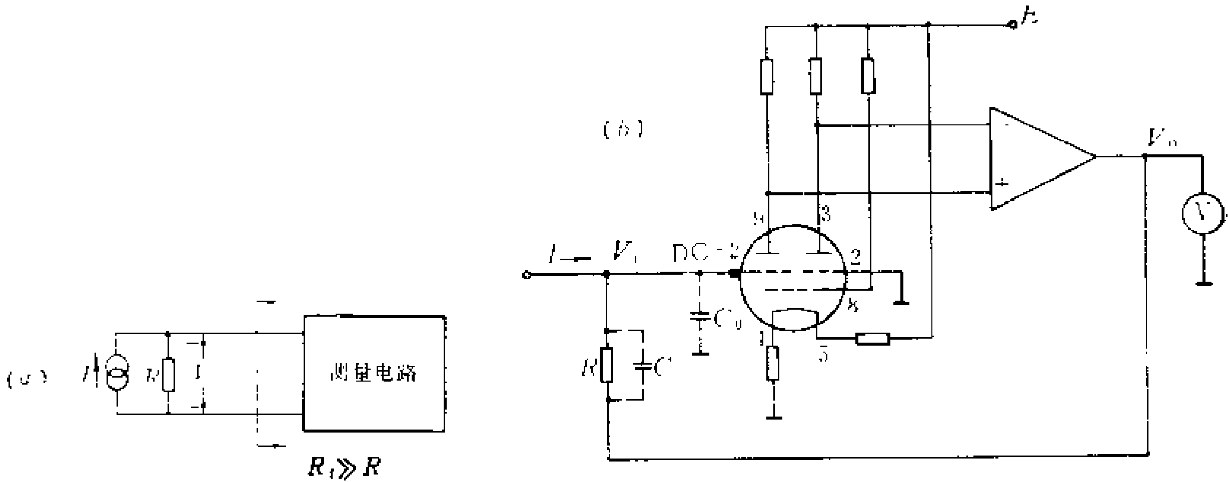


图7-2-1　电阻式静电计

(a)方框图　(b)原理图

静电计管DC-2主要参数：
灯丝电压2V　灯丝电流55mA
阳极电压6V　第一栅极电压4V
第二栅极电压−3V　阳极电流45±25μA
第一栅极电流750μA　跨导22.5±7.5μA/V
第二栅极电流≤8×10⁻¹⁴A　放大系数1.3

图7-2-1(b)中输入级放大管也可采用结型或绝缘栅场效应管。一般说来，绝缘栅场效应管在测量弱电流方面的特性和静电计管接近或者更好些，结型场效应管则稍差。利用结型或绝缘栅场效应管构成的静电计可参考资料[1]。

4. 电阻静电计的灵敏度和响应时间

静电计所能测量的最小电流称静电计的灵敏度，电阻静电计的灵敏度一般可达 10^{-14}—10^{-15}A。电阻静电计的工作原理可以看出，高阻 R 的数值选得大些，输出的电压信号就较大，电路的灵敏度就较高。但是电路的极限灵敏度受噪声和漂移的限制，R 大时，栅流产生的噪声电压和漂移电压也大。实际上 R 足够大时，再增加 R 的数值，并不能使电路的极限灵敏度

[1] E. J. Kennedy et al., IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, NS-15, No.1, 337 (1968).

提高。除此之外，增大R还受到以下两方面的限制：

第一　放大管输入电阻R_i对电流I有很大的分流作用。当R过大时提高R，输入电压V_i也不会显著增加，即不能提高灵敏度。此外，由于这种分流作用难以计算并且不稳定，也影响测量精确度。因此在设计电路时应使被测电流I的绝大部分（例如99%以上）流过R，这也要求R不能过大。

第二　R太大时测量所需要的时间太长。测量时，输入待测电流I，输出电压不能立刻达到稳定值，而是需要一定的时间（称为响应时间）。在测量快变化信号时，响应时间的大小特别重要，如果响应时间过大，输出将不能正确地反映输入的大小。另外，如果测量的数据较多，过大的响应时间会影响数据的收集速度。

对于图7-2-1(b)所示电路，放大器的输入电路可用电阻-电容并联电路等效，电路的时间常数

$$\tau=\frac{R}{1+|A|}[(1+|A|)C+C_0]$$

其中A为放大器的开环增益；C为R两端的分布电容，通常在0.1—0.5pF之间；C_0为输入端分布电容，一般不小于5pF。因为A很大，$(1+|A|)C\gg C_0$，则$\tau=RC$。输出到达稳定值所需的时间亦即响应时间

$$t_{re}=5\tau=5RC$$

设$C=0.2\text{pF}$，$R=10^{11}\Omega$，则$t_{re}=0.1\text{s}$。

当需要获得高灵敏度时，R必须选得很大，所以响应时间很长。实际上电阻R可选取的最大值约为$10^{13}\Omega$，设$R=10^{13}\Omega$，仍取$C=0.2\text{pF}$，则$t_{re}=10\text{s}$。

如果在直流放大器中没有负反馈，例如在图7-2-1(b)中将R下端接地，则响应时间$t'_{re}=5R(C_0+C)$。因为$C_0\gg C$，比较t_{re}和t'_{re}两个表示式可以看出，负反馈使测量时间大大减少。

一般地说，负反馈本身不改变信号对噪声和信号对漂移的比值，因此不能提高静电计的极限灵敏度。但是，当限定响应时间时（例如测量快变化信号时，响应时间不能过长），有负反馈电路与无负反馈电路的静电计相比较，前者高阻R的阻值可更大，电压信号IR和信号噪声比也较大，因此极限灵敏度也会有一定程度的提高。

7.3.2　动电容静电计

动电容静电计又称为振簧静电计，它的工作原理是利用调制器将待测电流转换为交流电压，经交流放大、解调后进行测量。由于这时信号的放大是由交流放大器完成的，因而从根本上解决了直流耦合放大器产生的漂移问题。用这种方法测弱电流时，漂移主要由调制器的稳定性决定。目前生产的测量弱电流的仪器中，动电容静电计的灵敏度最高，可达10^{-16}—10^{-17}A。

1．振动电容

动电容静电计中，利用“振动电容”调制器将直流信号转换为交流信号。振动电容调制器（简称振动电容或动电容）是一个电容量随时间变化的电容器。其工作原理如图7-2-2(a)所示。电容器由两个极板和一个激励线圈构成，线圈两端加入交流电压，在交变电磁场作用下，电容器极板之间的距离不断随时间变化，因此它的电容量C也随时间变化。设极板之间

距离 $d=d_0(1+\delta\sin\omega t)$，则 $C=\frac{\varepsilon S}{4\pi d}=C_0/(1+\delta\sin\omega t)$，其中 $C_0=\frac{\varepsilon S}{4\pi d_0}$，$\delta$ 表示极板振动振幅 δd_0 与极板平均距离 d_0 之比，一般不大于 0.4。

2. 调制原理

图7-2-2(c)所示为信号调制原理。静态时振动电容的激励线圈上无激励电压，振动电容静止，其容量为 C_0。输入被测弱电流 I，设电容两端的并联直流电阻是 R_0，则电容的端电压为 IR_0，所充电荷

$$Q=R_0C_0I$$

工作时激励线圈上接入频率为 f 的激励电压，动电容的极板作同样频率的简谐振动，其电容量为

$$C=C_0/(1+\delta\sin\omega t)$$

通常 R_0 很大，动电容的容量作周期性变化时，其上的电荷基本不变。因此动电容的端电压 v 呈正弦变化（直流分量不为零）。这样直流电流信号 I 就被变换成交流电压 v。为了使动电容上的电荷量基本不变，并获得较大的交流电压幅度，电路的参数应满足 $R_0C_0\gg1/(2\pi f)$。设 $C_0=20\text{pF}$，$f=50\text{c/s}$，则 R_0 应远大于 $1.6\times10^8\Omega$。

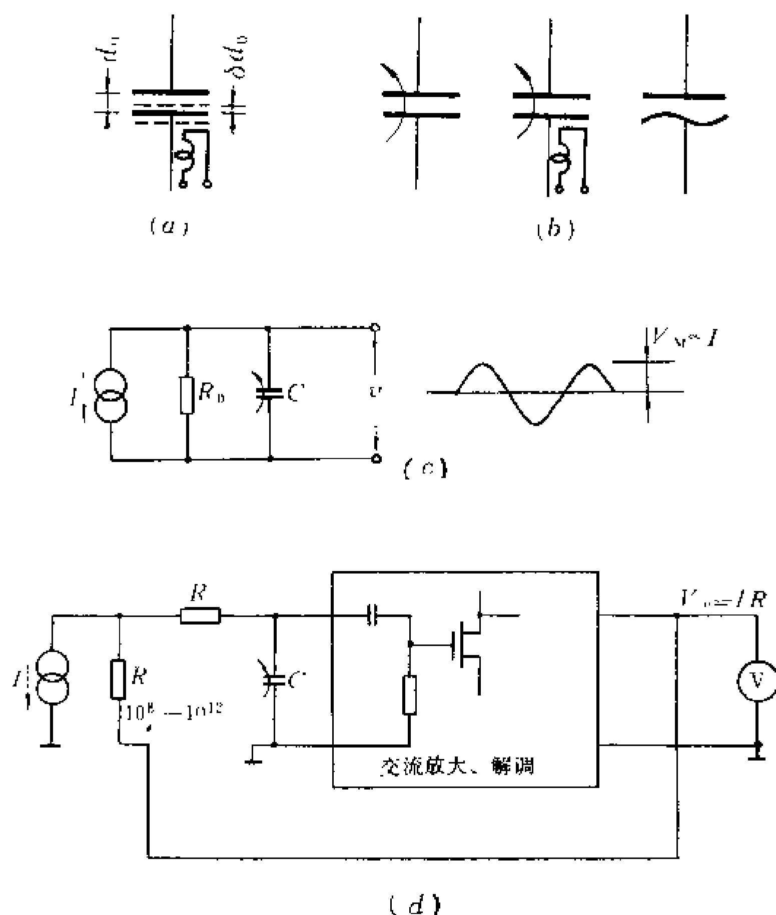


图7-2-2 动电容静电计

(a) 振动电容工作示意图

(b) 振动电容符号

(c) 振动电容将直流电流调制为交流电压的原理图

(d) 动电容静电计方框图

3. 动电容静电计

将图7-2-2(c)中交流电压 v 放大、解调就可以得到与待测电流 I 成正比的直流电压信号或直流电流信号。图7-2-2(d)是动电容静电计方框图。待测电流 I 在高阻 R 上产生的直流电压被动电容调制为交流信号，经交流放大、解调后，输出直流电压信号 V_o。在图示 100%负反馈情况下，$V_o \approx IR$。设 $R=10^{12}\Omega$，测得 $V_o=0.3\text{V}$，则电流 $I=0.3/10^{12}=3\times10^{-13}\text{A}$。为了改变测量量程，可改变高阻 R 的大小、反馈深度或输出端电压表的量程。

图 7-2-2(d)中电阻 R' 用以降低振动电容上电荷的放电速度，以保证在 R 值较小的情况下，电荷 C 变化时其上电荷基本不变。为此 R' 应满足 $R'C_0 \gg 1/(2\pi f)$。

测量弱电流还可利用其它方法。其中之一是电流-频率变换（I-f变换）方法。这种方法将直流电流信号 I 变换为脉冲信号，并使脉冲的频率 f 与待测电流 I 成正比。电流 I 的大小可以通过测量脉冲的频率进行测量。一般的电流-频率变换器所能测量的最小电流在 10^{-12}—10^{-13}A 范围内，其基本原理可参考资料[1]。

[1] 清华大学工程物理系编著，射线仪器电子学（上册），258—265 页，原子能出版社，1978 年。

第八章　时变与非线性电路

以前分析过的信号处理电路，都属于时不变线性电路。这种电路的参数既不随时间而变，也不随信号幅度而变，是核电子学中用得较多的基本电路。对于时不变线性电路，可以方便地用迭加定理和延迟定理进行分析。但是，时变和非线性电路由于提供了按时间和幅度控制系统参数变化的可能性，具有更灵活的信号处理功能，有的还可以解决时不变线性系统无法解决的矛盾。

本章对时变和非线性系统不进行一般性的理论分析，而着重于介绍核电子学中常用的几种时变和非线性电路。

第一节　线　性　门

线性门[1]是控制信号能否通过的时变线性电路，用来在时域里对信号进行筛选或采样。线性门的传输系数是随时间变化的，在开关信号 $v_S(t)$ 使线性门开放时，传输系数为某一常数（通常为1）；在开关信号使线性门关闭时，传输系数为0。所以，如图8-1-1(a),(b)所示，加到线性门输入端的模拟信号 $v_i(t)$ 在线性门开放时可以通过，而且输出信号 $v_o(t)$ 的幅度和输入信号幅度成线性关系；在线性门关闭时，信号不能通过。

8.1.1　线性门的基本特性

1．开门状态的特性

线性门和一般数字电路的逻辑门不同，在开门状态下要能线性地传输信号。因而，应满足对一般线性系统提出的精度和稳定性的要求。这些要求是

（1）在动态范围内的线性好；

（2）零点和零点的稳定；

（3）输入阻抗大和输出阻抗小；

（4）幅度传输系数的稳定；

（5）输出信号具有单调而足够快的上升过程，顶部没有明显低频畸变；

（6）高计数率随机信号通过时基线偏移和基线涨落很小。

由于输入到线性门的模拟信号可以先经过放大，不要求线性门本身兼有放大作用，所以线性门的传输系数（增益）K_s 通常为1。线性门的作用可以等效为一个模拟开关［图8-1-1(b)］[2]。模拟开关在导通时从输入端到输出端的导通电阻 R_{ON} 越小越好。R_{ON} 越小，线性、稳定性和过渡特性就越好。本书在模拟开关（AS）的符号中［图8-1-1(b)］，以0和1来表

1）线性门——Linear Gate.

2）模拟开关——Analog switch.

示开关状态和开关信号 $v_S(t)$电平的对应关系。如图所示，$v_S(t)$为 0 电平时开关导通。

2．关门状态的特性

在关门状态下，对任何输入信号，希望输出端都没有信号，并且输出电平稳定为开关时的静态电平。实际上不能完全做到这一点。要有一些技术指标说明关门时的特性：

（1）关门状态下允许的输入动态范围　在关门状态下不是任意大小的输入信号都可以被线性门关住的，当信号幅度超过某一范围时，输入信号就有很大一部分传输到输出端。过大的输入信号还可能损坏线性门。所以在关门时输入信号幅度不应超过一定的动态范围，否则在线性门前应设置限幅电路。

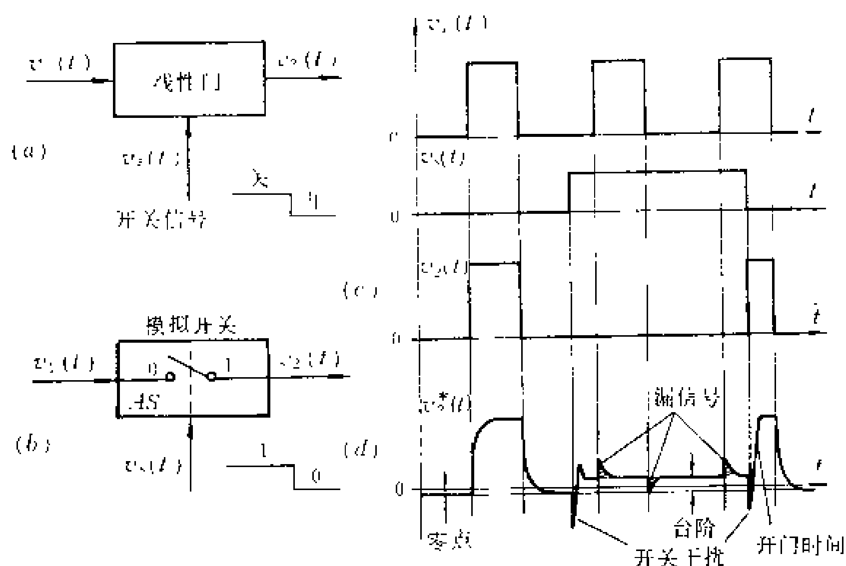


图8-1-1　线性门示意图

(a) 线性门示意图　(b) 线性门等效电路：模拟开关　(c) 理想线性门的输出波形　(d) 实际线性门的输出波形

（2）漏信号　在关门状态下，由于存在分布电容和漏电阻，从输入端到输出端的阻抗不为无穷大，输入的模拟信号总有一点漏到输出端，形成漏信号，其值通常应不大于输入信号幅度的 10^{-4}—10^{-3}量级。

（3）台阶　输入模拟信号幅度为 0，即输入端短路时，如果关态的输出端静态电平不和开态一样，则在开关信号 $v_S(t)$ 的作用下，输出端也会出现矩形信号。关门时的输出电平和开门时输出端静态电平的差值称为台阶电平，或简称台阶[1]。一般要求台阶可调到零并稳定为零。有的后续电路不要求台阶为零而为某一所需值。

（4）输入阻抗大。

3．开关的过渡特性

①开关速度　线性门在开关信号 $v_S(t)$ 的作用下，无论从关态到完全开放，或是从开态到完全关闭，都有一定的过渡。通常用开门时间 t_{ON} 和关门时间 t_{OFF}的大小表示开关速度。向线性门输入等于最大输入幅度的直流电平 V_{M1}，在开门时，从 $v_S(t)$ 跳变电平的50％处到输出电平达到最大值的 50％处的时间，称为开门时间 t_{ON}；在关门时，相应的这一时间称为

1）台阶——Pedestal

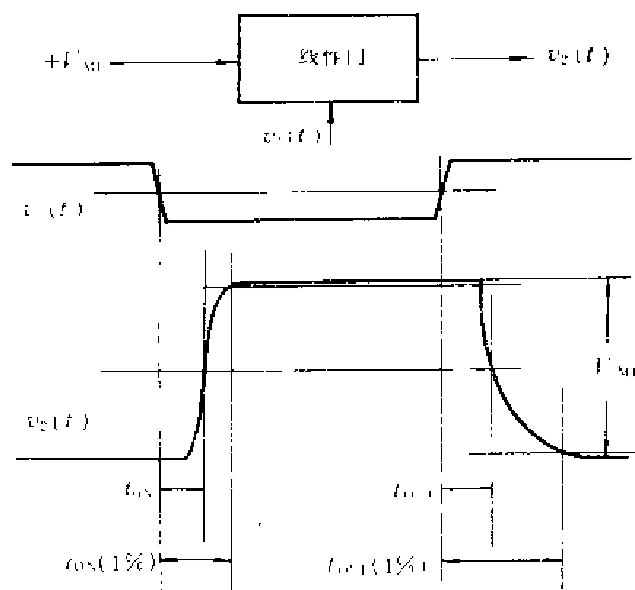


图8-1-2　线性门的开关速度

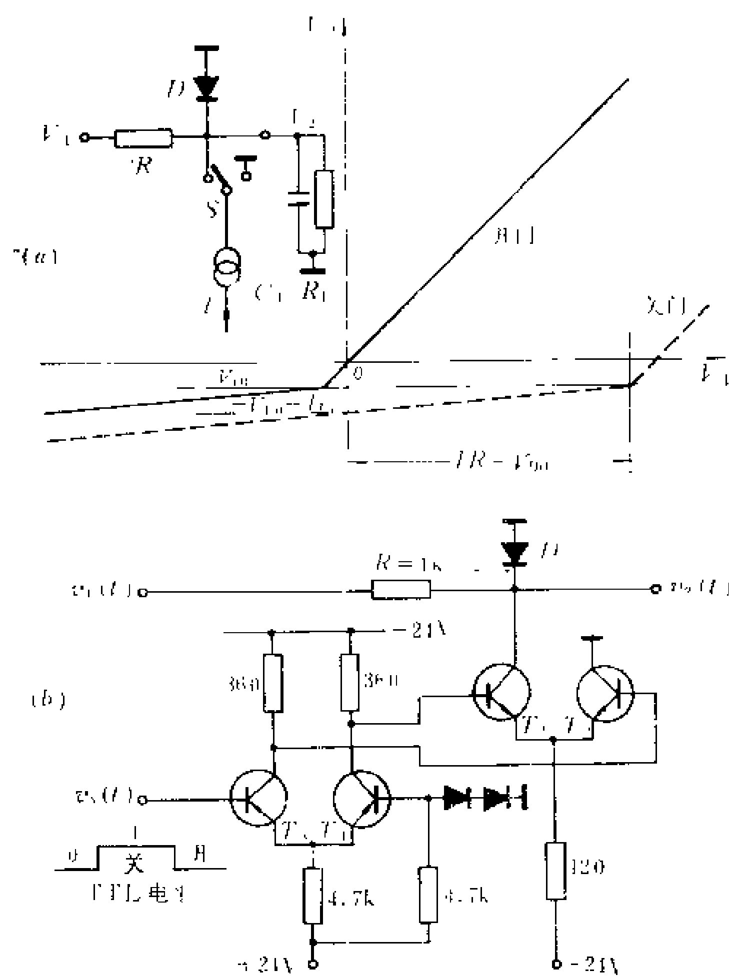


图8-1-3　*RDS* 线性门

(a) 原理图和开门（实线）、关门（虚线）时的传输特性　(b) 实际电路（T_1、T_2为3DG8D，T_3、T_4为3CG4E，二极管为2CK43）

关门时间 t_{OFF}（图8-1-2）。也有以输出电平达到与稳定值相差1%、0.1%或0.01%所需的时间来计算开门和关门时间。

②开关干扰　在线性门输入端没有信号时，仅由于开关信号 $v_S(t)$ 的作用，在开或关时都会干扰输出电平，产生开关干扰[图8-1-1(d)]。这种干扰脉冲虽然比较窄（10^{-7}s级）但幅度一般总有几毫伏到几十毫伏。具体数值和开关速度、负载阻抗有关，有的还因输入端开路或短路而不同。使用线性门的信号处理系统通常要设法避免开关干扰带来的不良影响。

8.1.2　线性门电路实例

1.　电阻-二极管线性门

图8-1-3(a)所示用电阻 R、二极管 D 和电流开关 S 构成的最简单的线性门电路，称为 RDS 线性门。开门时 S 打开：在有正信号输入时 D 截止，从输入端到输出端的导通电阻 $R_{ON}=R$；负信号输入时 D 导通，所以不能用来传送负信号；在传送双向信号时，只能对信号的正向部分线性传送。在关门时 S 合上：电流源 I 的电流流过 D，输出端被 D 箝位于零电位附近，信号不能通过。图8-1-3(b) 中画出了开关 S 和电流源 I 的典型电路，T_1、T_2 组成的电流开关起 S 的作用。T_1、T_2 基极处于比 -24V 稍高的负电平，为了使基极和具有TTL电平或其它标准逻辑电平的线性门控制系统连接，需要电平转接电路。图中 T_3、T_4 用于转接TTL电平的线性门控制系统。

下面分析上述线性门的性能

①开门状态的特性

(1)动态范围　输入信号幅度 $V_i\geqslant 0$

(2)传输系数　$K_s=R_L/(R+R_L)$，在 $R_L\gg R$ 时 $K_s\approx 1$，而且线性和稳定性都很好。在不满足 $R_L\gg R$ 条件时，传输系数和稳定性决定于 R_L 的数值和稳定性，R_L 随信号幅度的变化还会影响线性。

(3)零点　和静态负载电流（下一级静态输入电流）I_{L0} 有关。例如在 $R=1\text{k}\Omega$，$I_{L0}=1\mu$A 和 I_{L0} 的稳定性为 $\pm 50\%$ 时，零点和它的稳定性为 -1mV$\pm 500\mu$V。

(4)输入阻抗为 $R+\left(R_L//\frac{1}{j\omega C_L}\right)$；$C_L$ 为负载电容。

输出阻抗为 R（信号源内阻为零时）。

(5)　在信号源是内阻为0的阶跃脉冲源时，输出信号的上升时间常数为 $RC_L(R_L\gg R)$。当 $R=1\text{k}\Omega$，$C_L=50$pF时，上升时间常数为50ns。

(6)　输出信号没有低频畸变。

(7)　线性门本身不存在基线偏移和涨落问题，因为开门时只相当于一个时间常数很小的积分电路。但是在输入双极性信号时，由于负向部分被二极管 D 限幅，输出不再是双极性的，如果后续电路中有隔直流电路，将出现基线偏移和涨落。

②　关门状态的特性

(1)允许输入的动态范围　对于正信号，信号幅度应小于 $IR-V_{D0}$，V_{D0} 为二极管导通电压。否则二极管 D 截止，信号幅度超过 $IR-V_{D0}$ 的部分将全部传输到输出端。对于负信号，不破坏关门状态。开门和关门的传输特性画于图8-1-3(a) 中。

(2)输入阻抗　约为 R。由于在开门状态下要求 R 小，所以这种线性门在关门时输入阻

抗较低，前级应能驱动这样的负载。

（3）漏信号　设输入信号幅度为V_I，则漏信号的幅度为

$$V_L=V_I\frac{r_D}{R+r_D}$$

其中r_D为二极管D的交流内阻，在$I=10\text{mA}$时，硅二极管$r_D\approx5\Omega$。如$R=1\text{k}\Omega$，则$V_L/V_I\approx0.5\%$。实际上，由于输入和输出端存在分布电容，漏信号中还会出现幅度更大的尖窄脉冲。为了进一步减小漏信号，有二级线性门串联使用的。

（4）台阶　由图 8-1-3(a) 可知，由于$R\gg r_D$，在输入电平为零伏时，关门状态的输出电平比开门时约低$V_{D0}+Ir_D$，对于硅二极管约为600mV。所以这种线性门有负几百毫伏的台阶。

③　开关过渡过程　开关速度决定于各三极管的开关速度和时间常数RC_L。开关干扰和安装工艺有关，一般为几十毫伏。

现在，以简单的RDS线性门为例，说明线性门的主要特性和使用中需要注意的问题。其它类型的线性门虽各有特点，但这里提出的这些特性通常都是需要了解的。做成NIM插件的单独使用的线性门，一般都在输入和输出端附加了缓冲电路，使上述特性得到改善。用

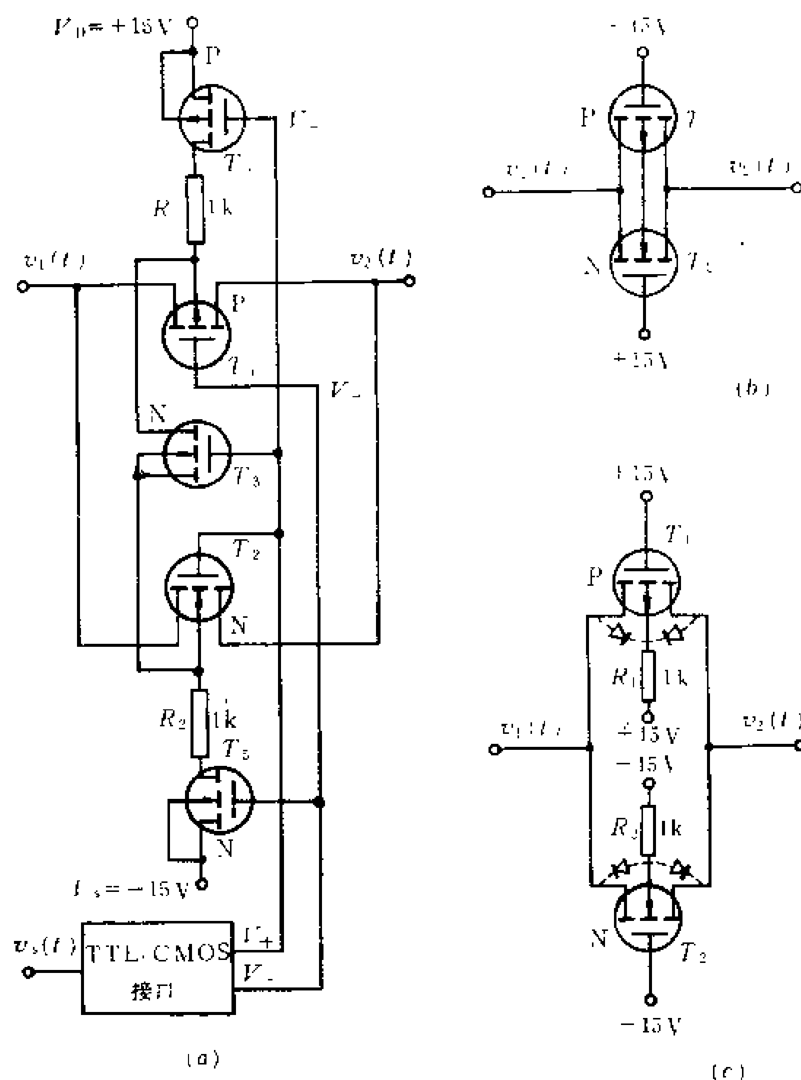


图8-1-4　CMOS集成电路模拟开关

在仪器内部的线性门，有时某些指标非常高而另一些指标则较差，对具体电路要作具体分析。各种类型线性门的实际电路，可参阅有关资料［1］、［2］。

如果要求线性门传送负极性信号，线路形式可以不变，只需改变某些非线性元件及其接法。读者可以自己研究如何改变图8-1-3所示的电路，使它成为传送负信号的线性门。

＊2. CMOS集成电路模拟开关

CMOS集成电路模拟开关具有几十欧左右的导通电阻和几百毫微秒的开关速度，它内部设有将开关信号从TTL电平转换到CMOS电平的接口。因此，这种模拟开关成本低、功耗小和使用方便。

图8-1-4(a) 是一个典型的CMOS集成电路模拟开关。电源$V_D=+15V$，$V_S=-15V$。T_1、T_2为模拟开关管，控制其通断的电平V_+、V_-由TTL/CMOS接口电路产生。在开态，$V_+=V_D=+15V$，$V_-=V_S=-15V$。在关态$V_+=V_S$，$V_-=V_D$。所以在开门状态下，对动态范围为±10V的输入信号，P沟道的T_1和N沟道的T_2都是导通的。附加管T_4、T_5截止，T_3导通。T_1、T_2的背栅[1)]（衬底）被T_3连通并且处于浮置状态，可以使T_1、T_2的导通电阻R_{ON}几乎不随信号幅度而变。R_{ON}约为60Ω，在信号动态范围为±10V时，R_{ON}的变化约为10Ω[3]

在关门状态下，$V_+=-15V$，$V_-=+15V$，T_1、T_2、T_3截止、T_4、T_5导通，等效电路如图8-1-4(c)，沟道已经夹断，T_1、T_2源极、漏极和衬底之间相当两个独立的二极管（虚线）。在关门时，从输入端到输出端的漏电流为毫微安量级。关门时允许的输入信号动态范围为±15V。如果信号幅度超过±15V，T_1、T_2可能导通，门就关不住，但由于R_1、R_2的限流作用，在信号电平小于±25V时不会损坏T_1、T_2。

开门时间t_{ON}和关门时间t_{OFF}约为0.2μs。在输入端开路时要大一些。目前大量生产的集成电路模拟开关速度仍较慢，高速模拟开关大都用分立元件或厚膜电路制成。

第二节　展　宽　器

能把信号的峰顶展宽的电路通称为展宽器。用于把模拟信号峰顶展宽的称为模拟展宽器，用它保持模拟信号的幅度信息；用于把逻辑信号峰顶展宽的，称之为逻辑展宽器，用它扩展峰顶逻辑电平执行功能的时间。虽然一般的单稳态触发器也具有展宽逻辑信号的功能，但是如以后要说明的，逻辑展宽器可以对每一个输入信号展宽，即使展宽后的输出信号重迭起来，也不失将每一个输入信号展宽同样时间的功能。

8.2.1 模拟展宽器

1. 模拟展宽器的工作原理

在模拟信号的处理过程中，有时需要把模拟信号的幅度信息暂时保存起来，以便随后使用，如图8-2-1(a)所示，输出信号$v_2(t)$的峰值和输入信号$v_1(t)$的峰值V_{M1}一样，但宽度要达到所需的保持时间。这种电路称为模拟展宽器或模拟存储电路，又称为峰展宽器或峰值保持

［1］清华大学工程物理系，多道脉冲幅度分析器原理，第二章，第一节，内部讲义，1972。
［2］清华大学工程物理系，射线仪器电子学，第十二章，第三节，原子能出版社，1978。
［3］ANALOG DEVICE Inc; Data Acquisition Products Catalog (1978)。
1）背栅——Back grid.

电路¹⁾，简称为展宽器。显然，展宽器也可以把窄脉冲适当地展宽以便放大；或在某一时刻对 $v_2(t)$ 采样而实现信号延迟[图8-2-1(b)]。

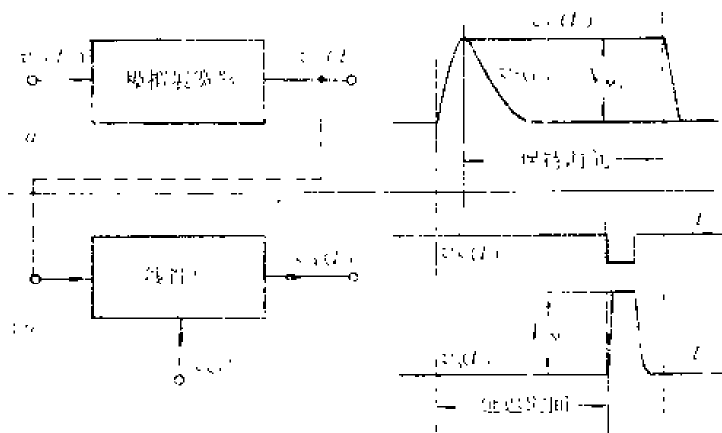


图8-2-1　模拟展宽器及应用一例
(a)模拟展宽器和输入、输出信号　(b)模拟展宽器和线性门组成延迟电路

图 8-2-2 是展宽器的原理图。A 为快速运算放大器。S为复原开关，平时断开。在正信号v_1输入时，v_2随之升高，D_1截止，D导通，v_2给C_H充电。在A的频带足够宽，开环增益足够大时，C_H上的电压波形v_C可以迅速上升到等于信号v_1的峰值V_{M1}。但是当信号v_1由 t_M 时的峰值下降时，由于D的单向导电性，C_H不能经过 D 放电，v_C 保持在峰值电平，D被截止。这时负反馈环被断开，所以v_1 从峰值下降时，v_2将以A_0倍速度下降，A_0为运算放大器开环增益。如果$A_0=2000$，v_1从峰值下降5m V就可使v_2下降 10V。所以，v_2的波形几乎是从峰值陡然下降，直至D_1导通时才被D_1和R_1限幅。这时R 下方的电位v_p被限为$-I_sR$.（I_s 为A 输出端的最大吸入电流），以免运算放大器输出级工作在严重非线性区。另外，当C_H 被充电时，D 还可以减轻R 对运算放大器的负载效应。在复位开关S被快放电脉冲v_F闭合以前，v_C、v_2和v_p 波形保持不变。

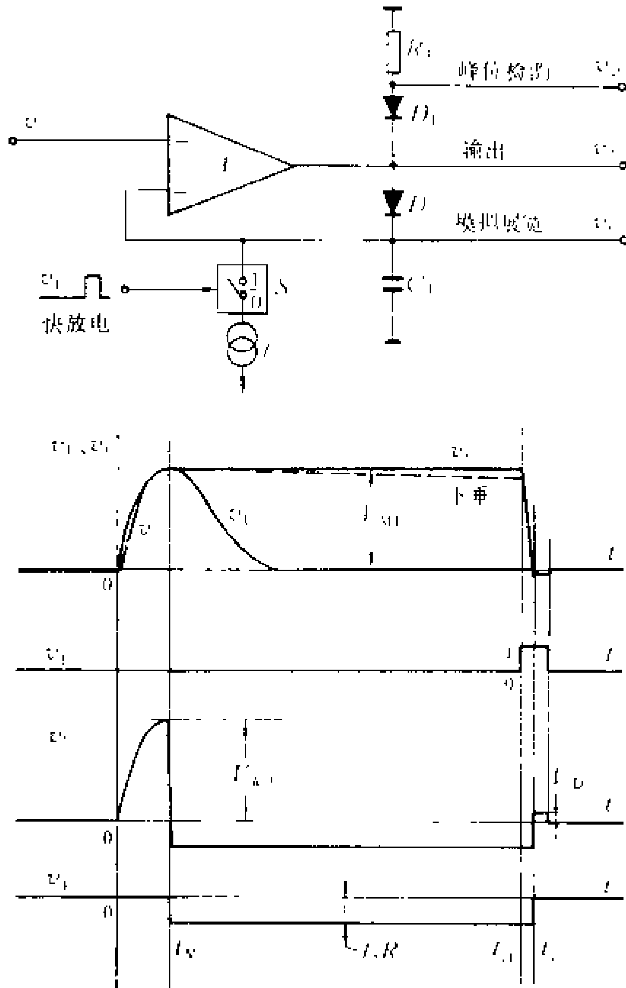


图8-2-2　模拟展宽器的原理图和输出波形

1）峰展宽器——Peak stretcher.　　峰值保持电路——Peak holder.

在S闭合时（t_H时），C_H经S由电流源I_F放电。当v_C放电到等于A的同向输入端电平时（t_F时），A输出电平为零，线路复原。在随后的I_F持续时间内，v_2比v_C高出V_D（D的压降）。

电容C_H上的电压v_C可以保持信号峰值信息，所以C_H称为保持电容或记忆电容。电阻R_s上的输出电压v_P，前沿标志着信号从峰值下降，因而可用来检测信号峰值位置。在随机信号处理系统中，这是一个很有用的功能。因此展宽器用于此目的时又称为峰位检测器[1]。v_P信号的后沿是C_H上的电压放电完毕的标志，这一时间信息也是很有用的（见第十一章）。

展宽器是在高速高稳定运算放大器A的外电路中，接入了非线性元件D和时变开关S后，才有了上述新的功能。但就保持峰值信息这一功能来说，同样要求它具有像优良线性系统那样的特性。因而有几个技术指标应当注意。

① 零点和零点稳定性　主要决定于运算放大器A的失调电压、失调电流的大小和它们的稳定性。

② 下垂速率　由于运算放大器A有一定的输入电流，D有反向电流，开关S有漏电流，v_C的波形不是平顶而是有下垂速率[2]的（图8-2-2虚线）。引起v_C下垂的总电流称为下垂电流。展宽器应给出下垂速率和下垂电流的指标，例如，每毫秒多少微伏和多少微安。

③ 转换速率和稳定时间　展宽器在输入阶跃脉冲时，由于C_H上电压不能突变，运算放大器A立即进入非线性工作状态。C_H以运算放大器最大输出电流充电，C_H上的电压几乎直线上升，上升的速率称为转换速率[3]，例如50V/μs。

在C_H上的电压接近信号v_i的电压时，A进入线性工作区，按其频率特性和相位特性，v_C可能要经过一段非单调的过渡过程才达到稳定值（图8-2-3）。在给定偏离稳定值的容许偏差后（例如±0.1%或±0.01%），可以确定所需的稳定时间[4]。稳定时间t_{st}通常从v_C达到允许偏差开始到不再超过此偏差的时间来计算，如图8-2-3所示。也有把从信号输入时起到v_C不再超过容许偏差为止的时间都称为稳定时间。

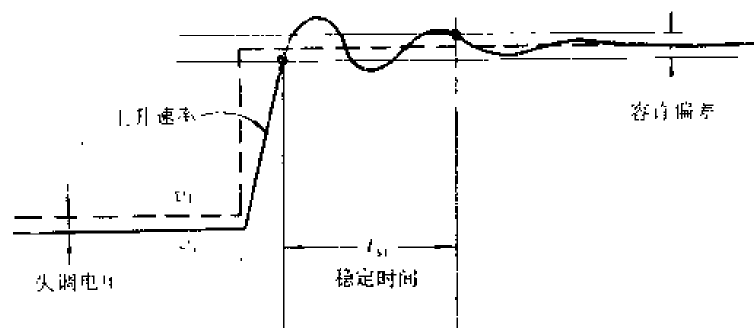


图8-2-3　展宽器的转换速率和稳定过程

由于展宽器存在一定的转换速率和稳定时间，输入信号必须具有足够的平顶宽度才能使v_C值达到稳定值，所以展宽器在给定精度的同时都要给出最小输入信号平顶宽度指标。在输入信号宽度比它窄时，C_H保持的信号幅度就不一定满足精度指标。为了使展宽器可以展宽很窄的信号，要求运算放大器频带（小信号特性）宽和转换速率（大信号特性）快，并且要有合适的相位校正。C_H串联一个不大的电阻（几十欧）就是用来改善相位特性的（图8-2-4中的r）。

1）峰位检测器——Peak detector.
2）下垂速率——Droop rate.
3）转换速率——Slew rate或Slewing rate.
4）稳定时间——Settling time.

④ 线性和增益稳定性　和一般放大器一样，主要决定于运算放大器的质量。

2. 模拟展宽器实例（分立元件）

由上面的分析可知，高速高精度展宽器要求有性能优良的运算放大器。工作在零点几微秒脉宽和万分之一精度的展宽器，所需的集成电路运算放大器，目前还是十分昂贵的，所以，常采用分立元件做展宽器。图 8-2-4 是一个电路实例。输入级T_1、T_2采用结型场效应管以提高输入阻抗，减小下垂电流。为了保证线性和零点稳定性，T_1、T_2要选用对称管。放大器的开环增益约为2000。信号平顶宽度为 0.3μs时，v_C可稳定到与稳定值相差±1%；大于1μs时可稳定到±0.1%。图中VR用来调节v_2的静态输出电平(通常要求为零)。D_2用来保护T_5，以免be结击穿。T_3恒流源用来提高共模抑制比和改善线性。T_4恒流源作为T_5集电极负载，提高开环增益。r用来改善v_C的充电过渡特性。图中未画出C_H的放电电路。

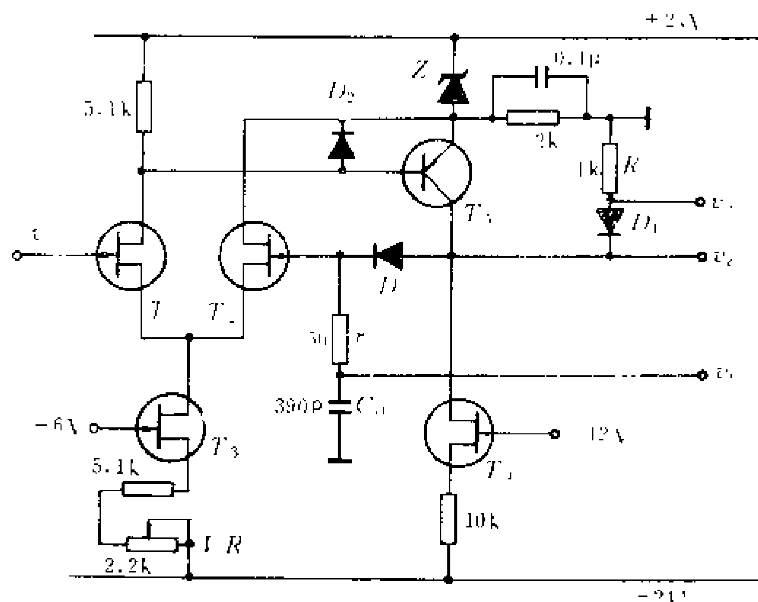


图8-2-4　模拟展宽器实例

8.2.2 逻辑展宽器

利用模拟展宽器的原理，也可用来展宽逻辑脉冲。如图8-2-5所示，逻辑展宽器在每一次输入逻辑脉冲后，都使输出电平展宽到T_{ip}。无论前一信号引起的T_{ip}是否结束，下一个输入信号，总是从它输入时算起，使输出逻辑电平的变化维持T_{ip}。这一功能可用来在每一输入信号之后的一定周期T_{ip}内监察系统中某些逻辑动作是否发生，从而进行不同的处理。T_{ip}称为监察周期[1]。

图8-2-6是逻辑展宽器的一种实际电路，TTL与非门M_1、M_2用作非或门，M_3用作非门。C_H为保持电容，T_3为恒流源输出管，恒流源的电流I由VR调节。T_1、T_2用来隔离M_3输入电流对C_H充放电过程的影响。由于T_1、T_2使C_H上的电平比M_3输入电平高出了两个PN结压降，展宽器用了两只二极管（D_1、D_2），输入端就可接受 TTL 标准的输入信号。逻辑展宽器不要求精确地保持输入信号幅度信息，所以没有用图 8-2-2 那样的反馈运算放大器，而是由逻辑信号直接通过D_1、D_2使保持电容放电到信号峰值（注意，这里是以 0 电平作为输入信号峰值)。整个线路都用＋5V 电源供电，便于用在TTL系统中。

静态时，输入端v_1为 1 电平，而恒流源始终导通，C_H上的电压将比输入端的 1 电平高出

1）监察周期——Inspection period.

$2V_{D0}$，V_{D0}为二极管导通电压。M_3的输入端则刚好是TTL的 1 电平。输出端的v_2为 0 电平。

输入信号v_1跳变到 0 电平时，v_2变为 1 电平。C_H则因v_1而放电到比 0 电平高 $2V_{D0}$，M_3输出1电平。M_1、M_2组成的RS触发器翻转到 1 状态。v_1跳回 1 电平后，v_2仍维持在 1 电平。C_H 则由电流源 I 充电，v_C 随即上升，待 M_3 输入端的电位随之上升到门槛电平时，M_3输出电平开始下降，随后RS触发器被置0，输出信号v_2回到 0 电平。v_2为 1 电平的宽度为 T_{ip}，T_{ip}等于v_1宽度t_{W1}加上从 C_H 开始充电到 RS 触发器置 0 为止的时间。改变 C_H 和充电电流 I 可以调节T_{ip}。

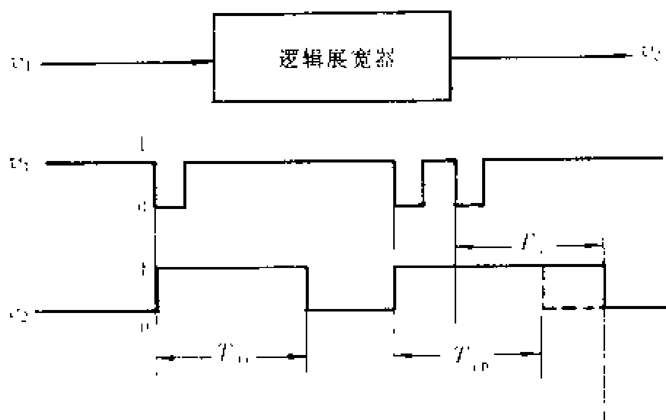
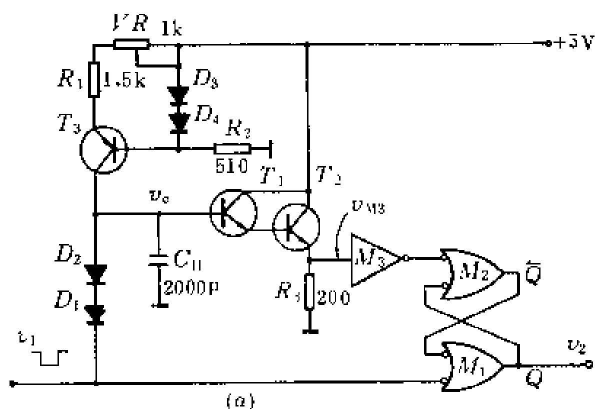


图8-2-5　逻辑展宽器示意图

由线路的工作过程可以看出，当前一信号产生的T_{ip}还未结束，即 C_H 未充电到使 RS触发器复位，后一信号的输入将使 C_H 再次放电到 v_C 的最低电平，因而又产生一个新的监察周期。所以，在每一个逻辑信号输入后的T_{ip}内，不管在此之前是否已有信号输入，逻辑展宽器都产生宽度为 T_{ip} 的输出信号，可用来监察在此期间系统是否有某些逻辑动作发生。例如，这一功能可用来监察线性系统在某一冲击信号输入后的一定时间内，是否有下一个冲击信号输入，从而判别输出信号是否出现堆积（第四节）。显然，逻辑展宽器这种能检测随机信号间隔是否小于某预定值的功能，在核电子学中处理随机信号时是十分有用的。



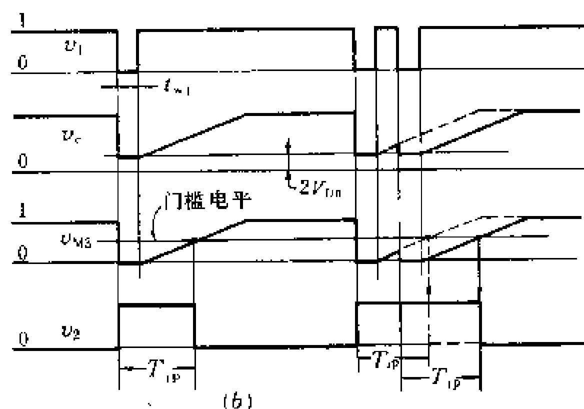


图8-2-6　逻辑展宽器电路实例

D_1—D_4为2CK20D，T_1、T_2为3DG8D，T_3为3CG4E，M_1—M_3为TO65，图中R_1和C_H的参数对应于$T_{ip}=10\mu s+t_{W1}$

*8.2.3 采样-保持电路

如前所述，峰展宽器可以保持信号的峰值信息，因为线路中的非线元件D使得保持电容C_H只能被输入端的模拟信号充电，不能被其放电。如果需要把信号峰值之后某一时刻t的电平保持下来以便进行分析(图8-2-7中A点)，展宽器就无能为力。因为保持电容上的电压（如图中虚线)，不能跟随v_1下降到A点电平然后保持住。为此，需要有一种能在任意时刻将信号电平保持住的电路。采样-保持[1]放大器（SHA）就是这样的一种电路。

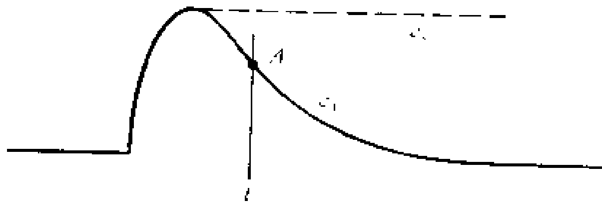


图8-2-7 展宽器保持电容上的电压波形（v_C）和输入波形（v_1）的关系

图8-2-8是集成化采样-保持电路原理图。在模拟开关AS闭合时，两级运算放大器A_1、A_2组成一个负反馈放大器（电压跟随器，增益为1），C_H上的信号v_C和输出信号v_2都跟随输入信号v_1变化。当把开关AS打开时C_H上就保持着v_1在开关AS刚打开时的电平，输出信号也就保持这个电平不变，直到AS再次闭合。AS闭合时称为采样状态，AS打开时，称为保持状态，由采样/保持信号($\frac{S}{H}$)控制。图8-2-8中同时画出了输入、输出波形实例。由图可知，通过控制信号$\frac{S}{H}$，可以对输入信号任一时刻的电平进行采样保持，以便测量和分析。

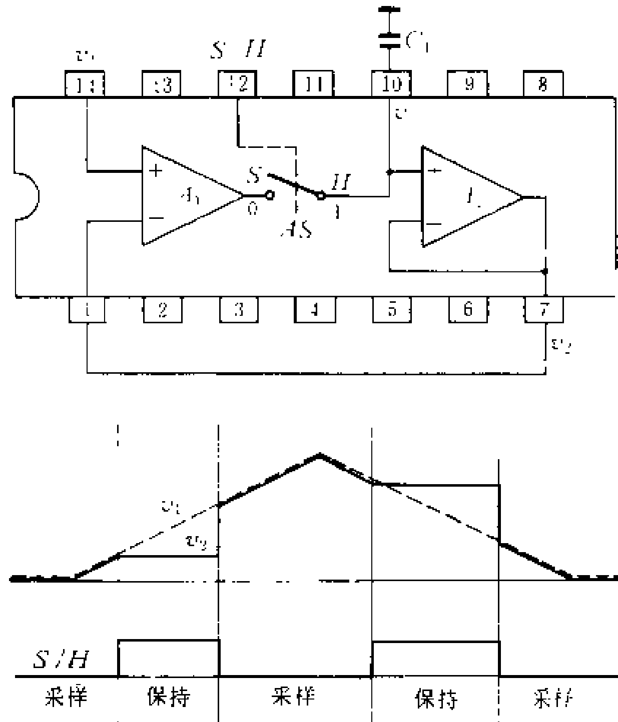


图8-2-8 集成化采样-保持电路原理图

实际上，SHA的状态改变需要时间，在$\frac{S}{H}$信号给出采样或保持命令时，并不能立即准确地采样或保持。因此需要给出SHA的时间特性。图8-2-9是典型的SHA时间图。图中v_1是假设的输入波形。当$\frac{S}{H}$信号由采样跳变到保持时，线路要经过一定延迟时间才能反

1）采样-保持——Sample-hold.

应，这段时间称为$\frac{S}{H}$延迟或孔径时间[1]。要求在精确的时刻采样时，要考虑孔径时间及其晃动范围。在线路响应保持后，C_H 上的电压还要经过一段稳定时间才能达到稳定值的某一容许偏差之内。

在 C_H 保持所采样到的信号电平期间，由于漏电，C_H 上的电压会有所下垂（或上升），所以要了解产品下垂速率的指标。

在保持期间，输入信号仍能以一定比例（例如万分之几）漏到输出端，所以要了解漏信号指标。

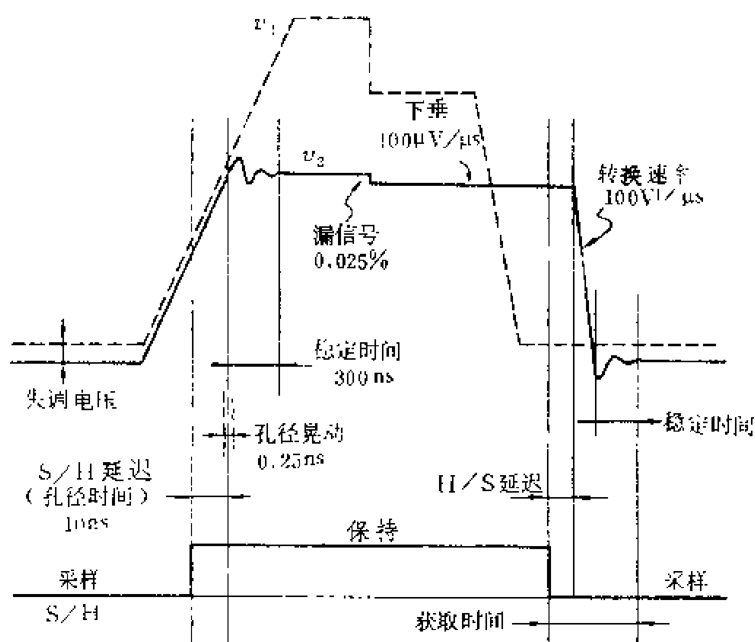


图8-2-9 SHA典型时间图

在$\frac{S}{H}$信号由保持转入采样时，也有一段延迟时间，称为$\frac{H}{S}$延迟。然后 C_H 上的电压以转换速率追赶输入信号，追上后还要经过一段稳定时间才能使 C_H 上电压完全跟随输入信号变化。从$\frac{S}{H}$信号由保持跳到采样时起，到 C_H 上电压能以一定精度跟随输入信号变化为止，这一段时间称为获取时间[2]。表示重新获取信号幅度信息所需的时间。这一时间限制了采样速度。

使用采样-保持放大器时，如要精确采集某时刻的信号电平，上述时间特性是必须注意的。在图8-2-9上注明的具体时间参数，是目前比较快的集成电路SHA的实际数据。

最后应当指出，用采样-保持放大器来保持快速脉冲信号的峰值信息是困难的，因为难以在峰值时间之前（恰提前一孔径时间），精确地给出$\frac{S}{H}$信号从采样到保持的跳变，所以SHA一般只适于对慢变化信号进行定时采样保持。

第三节 基线恢复器

在第六章已经分析过，探测器的输出信号通过前置放大器、滤波器和主放大器这一信号处理系统后，由于系统的冲击响应常具有缓慢衰减的尾部，尤其在信号计数率比较高时，尾

1) 孔径时间——Aperture time.

2) 获取时间——Acquistion time.

堆积会引起明显的基线偏移。核辐射信号具有一定幅度谱并且在时间上随机分布，还会引起基线涨落。这将使能谱分析时峰位发生偏移和能量分辨率变坏。基线恢复器[1]的作用就是消除基线偏移和涨落，改善能量分辨率。

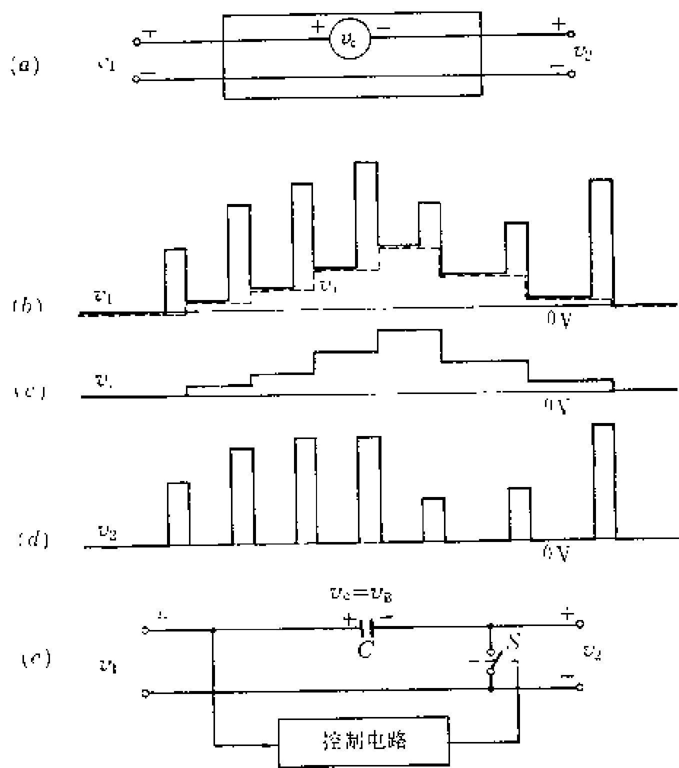


图8-3-1 基线恢复原理

8.3.1 基线恢复原理

为了恢复基线，可以利用一个记忆元件记住每个信号输入前的基线电平，然后从输入信号中减去这个电平。为简便起见，先考虑输入矩形信号。图8-3-1(a)中输入信号 v_1（实线所示）有基线偏移v_B（虚线所示），设法产生一个随输入信号基线变化的信号v_C〔图8-3-1(c)〕，且 $v_C=v_B$，将 v_1 减去 v_C，输出信号 v_2 的基线就被恢复了〔图 8-3-1(d)〕。

为了近似地得到 $v_C=v_B$，需要有一个能记忆模拟电压的元件，通常采用电容器。例如将电容器C串联在输入端和输出端之间〔图 8-3-1(e)〕，在输出端并联一个开关S，控制电路使S在信号间隙时间闭合，在信号持续时间内打开，就可得到所需的结果。S闭合时，C上电压v_C等于基线电平v_B，S打开时，C上电压不变，输出信号 $v_2=v_1-v_C=v_1-v_B$，基线得到了恢复。这种基线恢复器采用了采样-保持原理，它

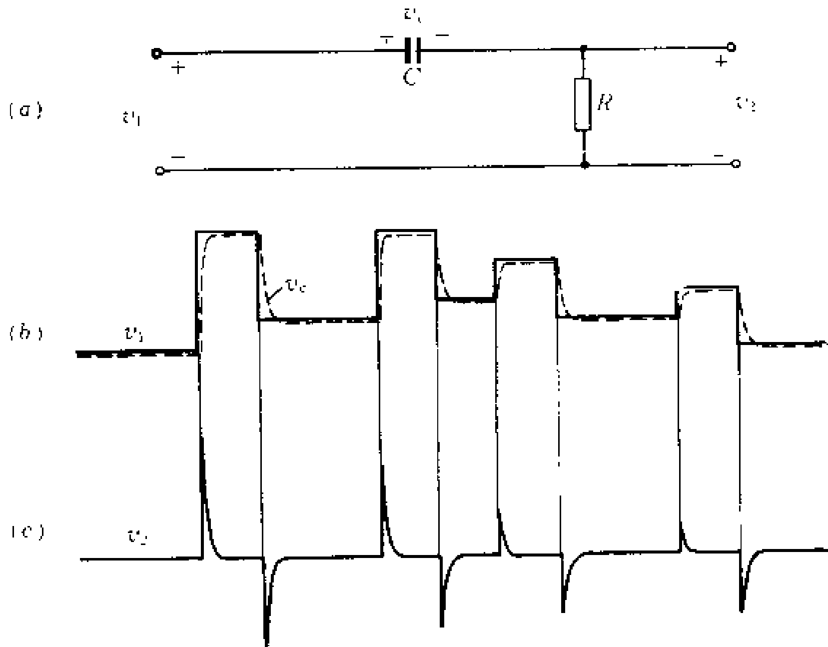


图8-3-2 微分电路用于恢复基线

1) 基线恢复器——Base line restorer 简写为BLR.

在信号间隙时间内进行采样，在信号持续时间内将采样结果保持在电容器C上。

图 8-3-1 表示的基线恢复原理，控制电路必须动作灵敏、反应迅速。实际上，v_1有基线涨落，幅度有大有小，控制电路难以被它触发，为此需从主放大器以前引出窄脉冲来触发。实现起来比较复杂。通常采用线路比较简单、近似上述功能的基线恢复器。例如，图 8-3-2 中所示的微分电路，在时间常数RC比信号间隙小得多时，在信号间隙时间内C上电压v_C可以迅速地变化到接近于输入信号的基线电压，基线得以恢复〔图 8-3-2(b)(c)〕。但是，在信号持续期间由于C的迅速充电，输出信号变成尖顶脉冲。除了从信噪比、弹道亏损和波形都是允许的场合以外，微分电路不用作能保持信号形状的基线恢复器。

8.3.2 CD基线恢复器

微分电路是时不变线性电路，如用于恢复基线，为了在信号间隙内v_C能变到输入信号基线电平，要求RC小；为了在信号持续时间内C上电压保持不变，要求RC大。这一矛盾在时不变线性系统中无法解决。但是，利用二极管这样一个简单的非线性元件来取代R，就可以在一定程度上得到解决。如图 8-3-3(a) 所示，由电容C和二极管D组成一个最简单的基线恢复器。设二极管D正向电阻为r_D，反向电阻为r_R，$r_R \gg r_D$。在没有脉冲信号输入时，在t_0之前$v_C=v_1$〔图8-3-3(b)〕。v_1在t_0时正向跳变到V_1，在(t_0-t_1)期间，D截止，C上电压变化很慢，输出信号v_2的峰顶降落为$\left[\left(\frac{V_1}{r_R}\right)t_W\right]\Big/C$。在信号间隙时间$t_s$内（$t_1-t_2$），由于$D$导通，$C$上电压以时间常数$r_DC$迅速跟上输入信号电平，输出信号基线得到恢复。但是在t_s不比r_DC大很多时，C在t_W内充电的电荷将有相当一部分不能在t_s内放掉，此时有明显基线偏移，输出波形如图8-3-3(c) 所示。

设基线偏移的平均值为$\bar{V}_B$，在给定输入信号幅度V_1、持续时间t_W和间隙时间t_s时，应有：

$$\frac{V_1-\bar{V}_B}{r_R}t_W=\frac{\bar{V}_B}{r_D}t_s$$

由此得

$$\frac{\bar{V}_B}{V_1}=\frac{1}{1+\dfrac{t_s}{t_W}\cdot\dfrac{r_R}{r_D}} \qquad (8.3.1)$$

例如，在$r_D=100\Omega$，$r_R=10^5\Omega$时，对于$t_W=t_s$的方波，$\frac{\bar{V}_B}{V_1}=0.1\%$。

实际上，由于二极管的正向内阻在管压降减小到导通电压以下时变得很大，基线偏移要比上面计算的大得多。为了改善这一点，可以利用一个放大器来减小D的等效正向内阻〔图8-3-3(d)〕。在放大器的放大倍数为A时，D的等效正向电阻减小到原来的$\frac{1}{(1+A)}$。这种带有放大器的基线恢复器称为有源基线恢复器[1]，没有放大器的则称为无源基线恢复器[2]。

1）有源基线恢复器——Active BLR.

2）无源基线恢复器——Passive BLR.

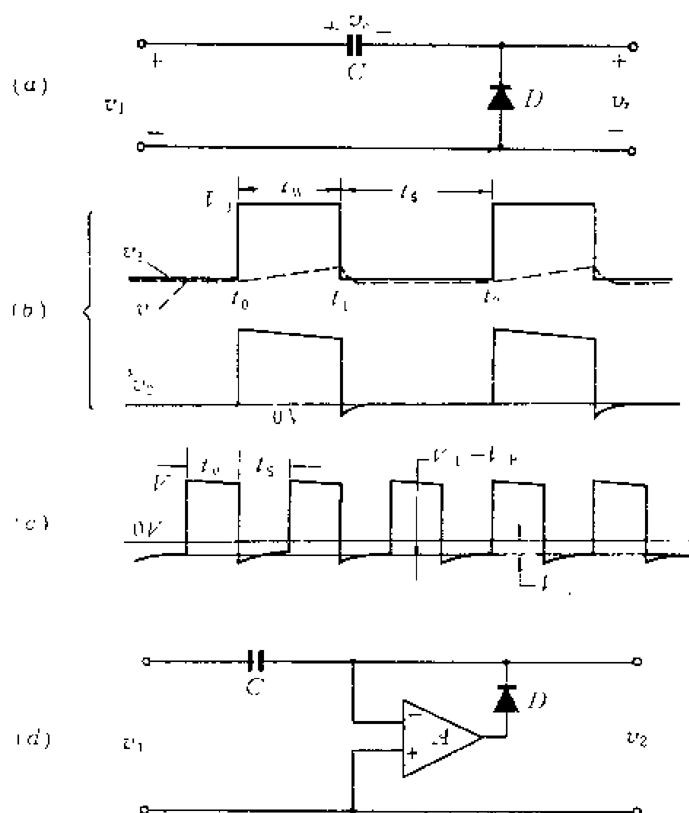


图8-3-3 CD基线恢复器

(a) 无源CD基线恢复器 (b) 无源CD基线恢复器的波形（$t_s \gg r_D C$时）

(c) 无源CD基线恢复器的输出波形（t_s较小时）

(d) 有源CD基线恢复器

CD基线恢复器虽然简单，但是非线性元件D的作用到底不同于图8-3-1中的开关S。在开关S打开时，无论信号是正还是负，C上电压可保持不变；在开关S闭合时，无论输入信号基线是上升还是下降，C上电压都可跟踪。对图8-3-3所示电路，$v-v_C \geqslant 0$时，D不通；$v_i-v_C<0$时，D导通。当输入信号存在下冲时，C上电压v_C可以跟踪下冲达到信号最低电平，但是v_C难以在下冲过后恢复。图8-3-4(a)中输出信号v_2的基线决定于v下冲的大小。

由于同一原因，在信号没有下冲而基线迅速上升时（例如信号由开关切换或信号本身为密集脉冲束时），C上电压也不能跟踪基线，如图8-3-4(b)，v_c只能以时间常数$r_D C$上升，要经过相当长时间才能达到信号基线电平。在信号基线迅速下降时，v_C能很快跟踪。所以这种基线恢复器仅在信号无下冲，而且输入信号基线上升速度慢于v_C的跟踪速度时适用。在允许有低频畸变的情况下，在二极管上并联电阻R，跟踪基线电平上升的速度得以提高，但是输出信号基线偏移的平均值[(8.3.1)式]将增大。

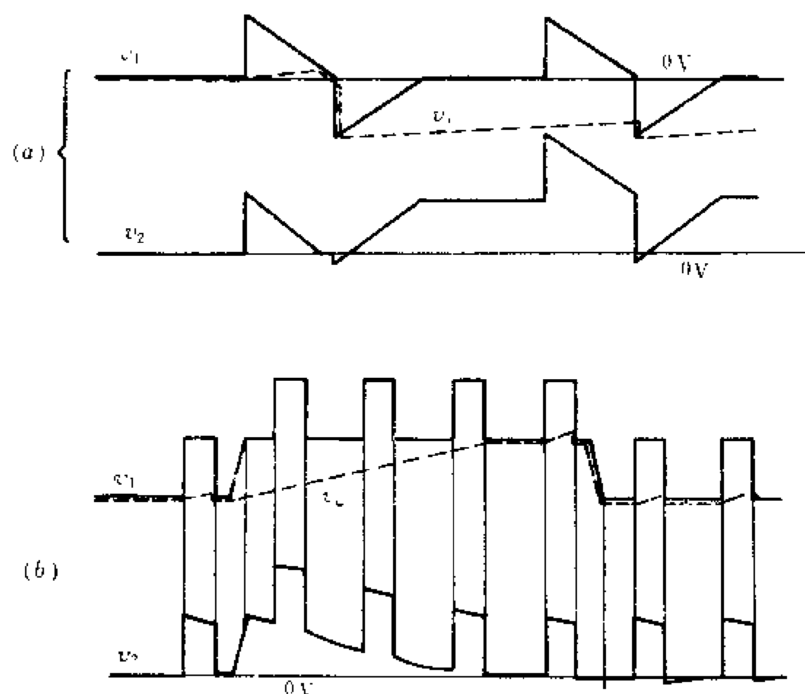


图8-3-4 CD基线恢复器对双向脉冲的响应和恢复快变化基线的能力

为了克服上述缺点，可以使二极管D在信号间隙时间内流过电流I，如图 8-3-5，称为CDI有源基线恢复器。只要输入信号基线电平上升速度$\frac{dv_B}{dt}<\frac{I}{C}$，二极管保持导通，就可以使$v_C$比较迅速地跟踪信号基线。但是，如果在信号通过期间要避免幅度损失，需一套开关控制电路使S打开，线路又比较复杂了[1][2]。

图8-3-5　CDI有源基线恢复器

8.3.3　CDD基线恢复器（Robinson电路）

图 8-3-6(a) 所示CDD基线恢复器可以改善CD基线恢复器中由于二极管导通电压不为零所引起的缺点，而且线路简单，能适应双极性信号和基线呈双向变化的信号。图中恒流源$I_1=2I_2$，在D、D_2的参数完全相同时，输出静态电平为 0；而且在温度变化时也能稳定为 0。

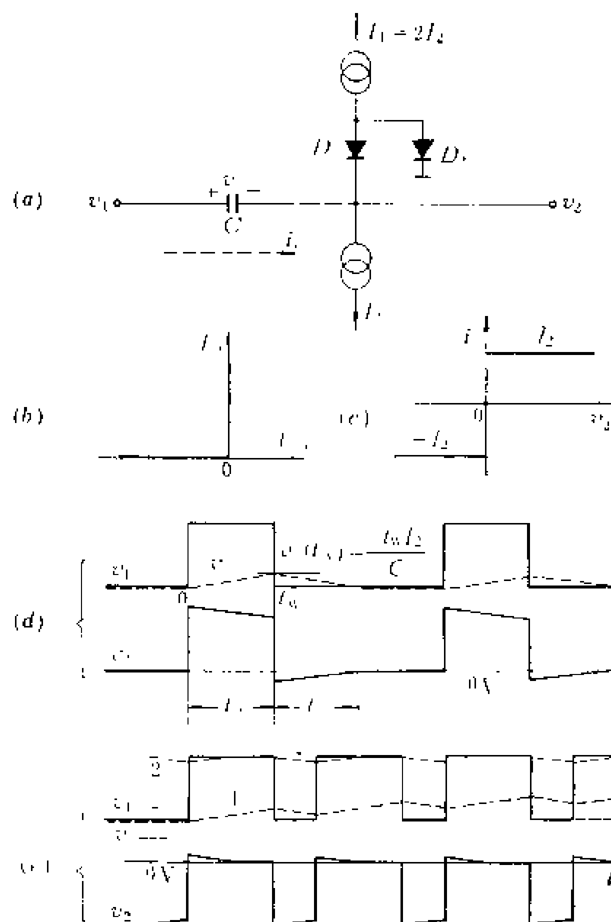


图8-3-6　CDD基线恢复器

(a) 原理图　(b) 理想二极管伏安特性　(c) i_C和v_2关系
(d) 波形图 ($T>2t_W$)　(e) 波形图 ($T<2t_W$)

1.　CDD基线恢复器工作原理

图 8-3-6(a) 中的非线性元件D_1、D_2，它们的正极联在一起，D_2负极接地，因而D_1的负极电位（即v_2）是决定电路工作状态的关键。为便于分析，假设D_1、D_2为理想二极管〔电阻正向为 0，反向为∞，如图 8-3-6(b) 所示〕则自左至右流过电容C的电流I_C和输出端电平v_2的关系如图8-3-6(c) 所示。由图可知

---

[1] E. A. Gere and G. L. Miller, IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, **NS-14**, No. 1, 89 (1967).

[2] V. Radeka, *Rev. Sci. Instr.*, **38**, 1397 (1967).

$v_2=0$，D_1、D_2电流皆为I_2，$i_C=0$；

$v_2>0$，D_1截止，D_2电流为$2I_2$，$i_C=I_2$；

$v_2<0$，D_2截止，D_1电流为$2I_2$，$i_C=-I_2$。

上述关系表明 i_C 的变化决定于v_2，而 $v_2=v_1-v_C$，所以在知道某时刻 v_1 和 v_C 值之后，就可以画出v_2的变化。如图8-3-6(d)，设在$t=0$时，C已充电到 v 。当正信号输入时($t=0$)，D_1 截止，$i_C=I_2$，C 充电。C 在信号持续时间 t_W 内充电到 $v_O(t_W)$，$v_C(t_W)=\frac{t_W I_2}{C}$。当信号下跳到零电平时，输出端电位下降到$-v_C(t_W)$，$D_2$ 截止，流过C的电流 $i_C=-(I_1-I_2)=-I_2$。放电速度$\left(\frac{I_2}{C}\right)$和充电时一样，所以 v_C 在 $t=2t_W$ 时回到输入信号基线。输出信号 v_2 回到0，D_1、D_2正常导通，$i_C=0$，C不再放电。上述分析说明，在信号间隙里，v_C经过等于信号宽度的一段时间后跟上基线。由于利用恒流源给C充、放电，这段时间只和信号宽度t_W有关，和信号波形以及电容量C无关。v_2波形的畸变程度则和$\frac{t_W I}{C}$有关。

如果信号间隔T小于 $2t_W$，间隙时间小于 t_W，输出信号的稳定状态将是顶部被恢复到 0 电平〔图 8-3-6(e)〕，这一点读者可以自行分析。图中虚线 1 示出C上电压的建立过程，虚线 2 示出C上电压在稳态下的变化过程。

当输入双向脉冲时（图 8-3-7），在正脉冲宽度 t_{W1} 时间内C充电，在负脉冲宽度 t_{W2} 时间内C放电，在正负两脉冲期间内C净充电的电荷量为 I_2（$t_{W1}-t_{W2}$），按 t_{W1}、t_{W2} 的宽窄不同此电荷可正可负，但都可以在 $t_{W1}+t_{W2}$ 之后的 $|t_{W1}-t_{W2}|$ 时间内放电完毕。所以双向脉冲输入时，基线能够恢复的条件是信号间隔T满足下式：

$$T\geqslant t_{W1}+t_{W2}+|t_{W1}-t_{W2}| \tag{8.3.2}$$

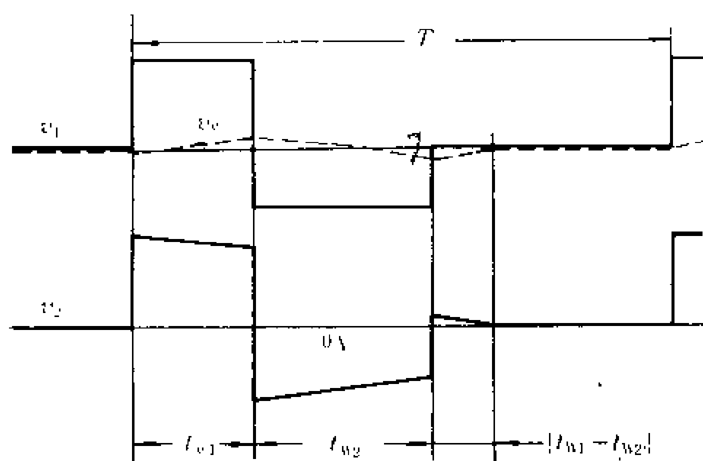


图8-3-7　双向脉冲通过CDD基线恢复器

由图8-3-7可以看出，CDD基线恢复器可以在输入双向信号时正常工作。由于恒流充放电的特点，按照充放电平衡的条件，稳态时输出端的基线位置必然将输出信号分为 $v_2>0$ 和 $v_2<0$ 两部分，除$v_2=0$时外，$v_2>0$和$v_2<0$的持续时间必相等。

CDD基线恢复器在输入信号基线变化时的恢复能力，决定于C的充放电速度$\pm\frac{I_2}{C}$。所以只有在信号基线变化速度$\left|\frac{dv_B}{dt}\right|<\frac{I_2}{C}$时，基线才能被恢复。如图8-3-8，如果输入信号 v_1基线电平发生幅度为V_B的阶跃，则输出信号 v_2 的基线要经过时间$\frac{V_B}{(I_2/C)}$才得恢复。为

了恢复得快，要加大$\frac{I_2}{C}$。但这只能在保证波形不严重畸变的限度内加大$\frac{I_2}{C}$。所以实际使用时常要根据信号情况通过开关更换电容C。

CDD基线恢复器对基线正向或负向变化都有同样的恢复速度，而且可工作于双向脉冲，所以是一种双向基线恢复器或对称基线恢复器。这种恢复器最初由L. B. Robinson设计，所以又称为Robinson基线恢复器[1]。

上面的分析都假设D_1、D_2为理想二极管。实际二极管的反向电阻虽不为∞，但通常都很大，可以保证反向漏电流远小于I_2，对线路工作情况没有什么影响。但是实际二极管的正向电阻不为0，对基线恢复情况有影响，分析比较复杂，本书从略。

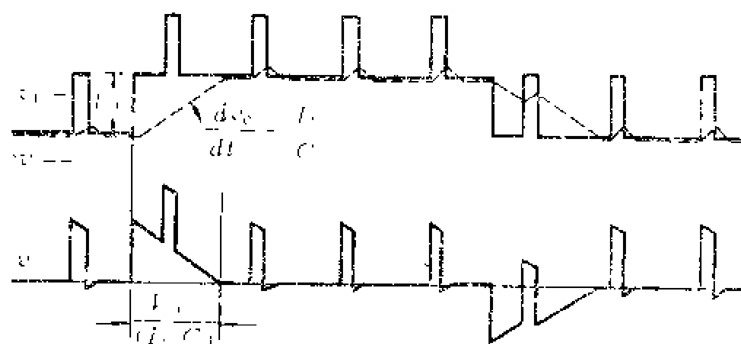


图8-3-8　CDD基线恢复器的恢复速度

图8-3-9是无源CDD基线恢复器的一种实际电路。图中$I_1=2I_2=100\mu A$。

2. 有源CDD基线恢复器

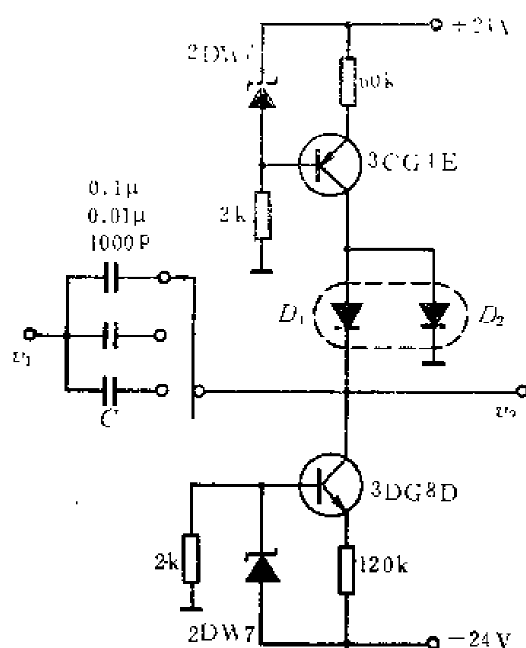


图8-3-9　CDD基线恢复器的一种实际电路
（D_1、D_2用高频对管）

前面分析的CDD基线恢复器是无源的。为了改善其基线恢复能力，可以利用快速运算放大器做成有源CDD基线恢复器，如图8-3-10所示。静态时，包括运算放大器A和二极管D_1、D_2在内的负反馈环接通，因为是负反馈，D_1、D_2和A开环增益的不稳定性对输出电平影响甚微，输出电平v_2及其稳定性主要决定于运算放大器的失调电压及其稳定性。调节VR可使输出电平为0。线路设计中使$I_1=kI_2$，$k\gg1$。对于小幅度的输入信号（v_2变化很小而能维持D_1、D_2皆导通时），输出端到地的等效电阻为$2r_D/(1+A)$，比无源时小得多。因此，当i_C从0增大到I_2而使D_1截止时，v_2只上升$2I_2r_D/(1+A)$，十分

[1] L. B. Robinson, *Rev. Sci. Instr.* **32**. 1057(1961).

接近理想二极管 CDD 电路。当 i_C 从 0 变负时，v_2 随之下降，当 i_C 下降到 $-(I_1-I_2)$ 时，D_2 截止，此时 v_2 电平为 $-(I_1-I_2)2r_D/(1+A)$。v_2 再负，i_C 恒为 $-(I_1-I_2)=-(k-1)I_2$。

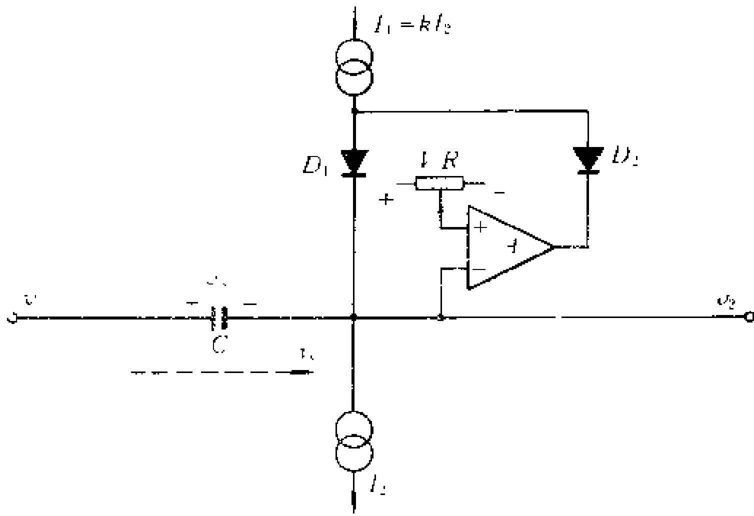


图8-3-10　有源 CDD 基线恢复器

i_C 和 v_2 的关系如图8-3-11所示，在同一图上用虚线画出了无源 CDD 基线恢复器的特性，以资比较。

在正信号输入时，流过 C 的电流和无源的一样。正信号过去后，C 上电荷以很大速度 $-(k-1)I_2/C$ 恢复[图8-3-11]。因此，在信号间隔接近 t_W 时，输出信号 v_2 仍不会发生基线偏移。但是有源 CDD 基线恢复器是不对称的，只适用于一种极性的输入信号。对于双向信号，和 CD 基线恢复器相似，也会出现图8-3-4(a)那样的基线偏移。同样，对于快速变化的输入信号基线，也只能迅速恢复一个方向的变化，这一点也和图8-3-4 (b)相似，只不过具体参数不尽相同。

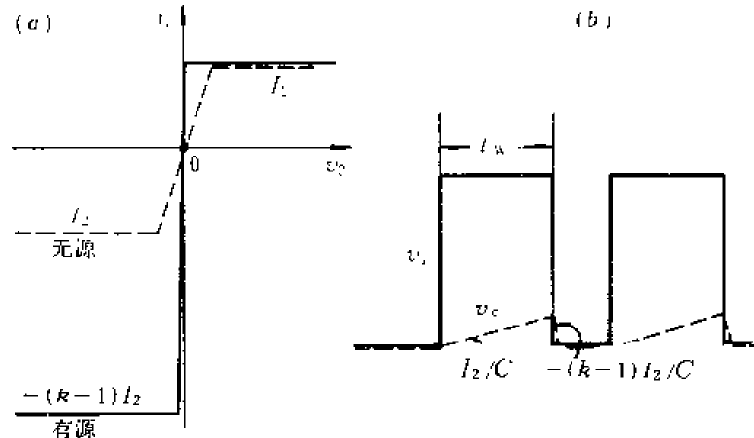


图8-3-11　有源 CDD 基线恢复器特性

(a) $i_C\sim v_2$ 特性　(b) v_C 跟踪信号基线的速度

图8-3-12是一种双二极管，两管负极由公共引线引出。读者试画此双二极管构成的 CDD 基线恢复器原理图(参考图8-3-6(a)和图8-3-10)。

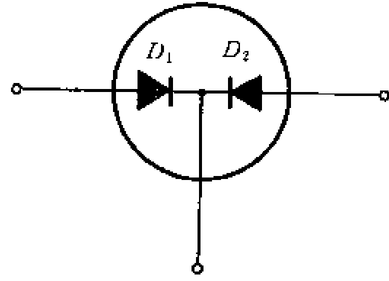


图8-3-12　一种特性对称的双二极管

*8.3.4　反馈式基线恢复器

上述基线恢复器都是串联在信号通道中的一节时变或非线性 CR 电路。根据反馈理论，在主放大器原有放大节的反馈电路中引入时变或非线性 RC 电路，同样可以恢复基线。图8-3-13 (a) 就是反馈式基线恢复器原理图。A 是主放大器末级的一个放大节，G 是恒流输出的跨导运算放大器。G 的输出电流 I 和输入端电压 V 的关

系如图 8-3-13(b) 所示，在线性区，$\frac{dI}{dV}=G$。最大输出电流为$\pm I_M$。C是基线记忆电容。静态时，由于G的高增益直流负反馈而使输出电平近于 0 。调节VR补偿G的失调电压可以使输出静态电平为 0 。在输入端有直流电位时，输出端电位仍近于 0 ；这同样是由于线路有很深的负反馈的缘故。

当有信号输入时，按G的增益不同，只要信号幅度超过几毫伏或几十毫伏，G的输出电流I就达到饱和值。对于正输入信号$I=+I_M$；对于负信号，$I=-I_M$。如图 8-3-13(c)所示，在正信号v_1输入时，C以$i_c=I_M$充电到$t_W I_M/C$。v_1过去后，由于A放大节对v_c的闭环增益为-2，在正信号作用期间v_2上升$2t_W I_M/C$，正信号结束后v_C以$i_C=-I_M$放电到 0 ，v_2也回到 0 。随之I_C也就为 0 。可以看出，其特性和理想二极管CDD基线恢复器相近。同样，也可以通过控制G的输出做成开关式的[1]。

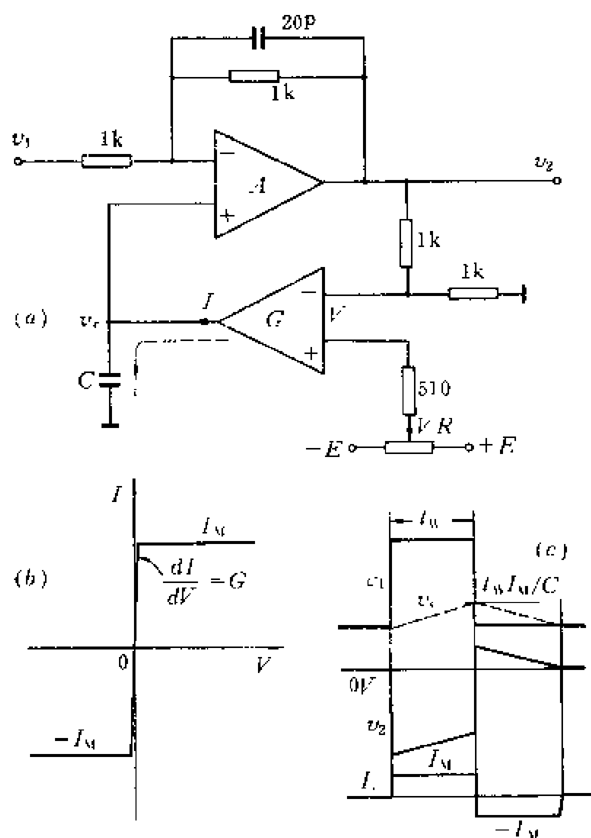


图8-3-13　反馈式基线恢复器

(a)原理图　(b)跨导运算放大器G的输出特性　(c)波形图

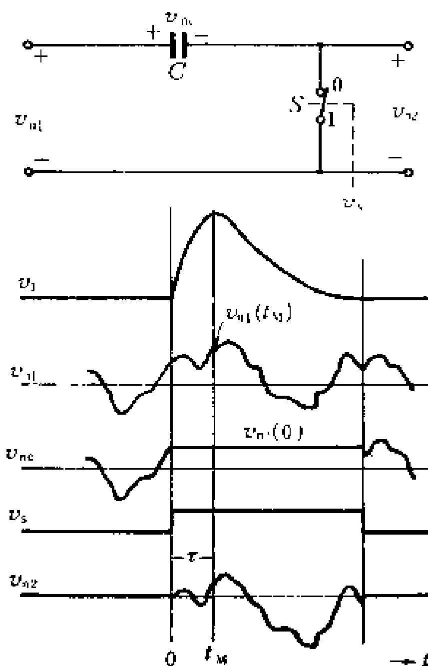


图8-3-14　基线恢复器输入、输出噪声的一个样本函数

*8.3.5　基线恢复器对信号噪声比的影响

回顾基线恢复原理，基线恢复器不仅可以恢复信号尾部堆积产生的基线偏移，而且可以抑制各种慢变化的干扰（例如来自交流供电电源的纹波）。方法是记忆电容记住信号输入前的干扰电平，然后在信号输入时将干扰电平减去。只要干扰电平在此期间保持不变，这种抑制是有效的。噪声的频谱很宽，情况就比较复杂。如图8-3-14，对于达峰时间为t_M的信号，如

[1] TENNELEC 公司的 TC205Linear Amplifier 使用说明书.

果开关信号 v_s 使 S 在 $t=0$ 时打开，记忆电容上保留的噪声电压 v_{nC} 是输入噪声在 $t=0$ 时的瞬时值 $v_{n1}(0)$。在信号峰值的输入噪声瞬时值则为 $v_{n1}(t_M)$。所以基线恢复器输出信号在峰值处的噪声电平 $v_{n2}=v_{n1}(t_M)-v_{n1}(0)$。大量信号的测量结果取 v_{n2} 的均方值。

$$\overline{v_{n2}^2}=\overline{[v_{n1}(t_M)-v_{n1}(0)]^2}$$

$$=\overline{v_{n1}^2(t_M)}+\overline{v_{n1}^2(0)}-2\overline{v_{n1}(0)v_{n1}(t_M)} \tag{8.3.3}$$

通常基线恢复器以前的系统为时不变线性系统，其输出噪声是各态历经的平稳随机过程（第二章第三节），所以 $\overline{v_{n1}^2(0)}=\overline{v_{n1}^2(t_M)}=\overline{v_{n1}^2}$。上式可改写为

$$\overline{v_{n2}^2}=2[\overline{v_{n1}^2}-R_{n1}(\tau)] \tag{8.3.4}$$

其中 $R_{n1}(\tau)$ 为输入噪声的自相关函数，这里 $\tau=t_M$。

如果输入的是白噪声，$R_{n1}(\tau)$ 是 δ 函数；$R_{n1}(0)=\overline{v_{n1}^2}$（2.3.19式）。即

$$t_M=0\text{时，}\ \overline{v_{n2}^2}=0$$

$$t_M\neq 0\text{时，}\ \overline{v_{n2}^2}=2\overline{v_{n1}^2} \tag{8.3.5}$$

也就是说，在输入白噪声时，如信号达峰时间为0，基线恢复器输出噪声为零。在信号达峰时间不为0时，输出噪声的均方值是输入噪声均方值的2倍。输出信噪比是输入的 $1/\sqrt{2}$。

从主放大器输出的噪声通常不是白噪声。由（6.1.12）式知前置放大器的输出噪声功率谱密度

$$s_i(\omega)=a^2+\frac{b^2}{\omega^2}=a^2\left(1+\frac{1}{\omega^2\tau_c^2}\right)$$

为了获得最佳信噪比，如果采用 CR-RC 滤波器，应取 $CR=RC=\tau_c$。上述噪声通过时间常数为 τ_c 的 CR 电路后即被白化，功率谱密度为 a^2(6.1.15式)。再经过时间常数为 τ_c 的 RC 电路后，噪声均方值为

$$\overline{v_{n1}^2}=\frac{\pi a^2}{2\tau_c}$$

噪声的自相关函数(2.3.49式)为

$$R_{n1}(\tau)=\frac{\pi a^2}{2RC}e^{-|\tau|/RC} \tag{8.3.6}$$

$RC=\tau_c$ 时

$$R_{n1}(\tau)=\frac{\pi a^2}{2\tau_c}e^{-|\tau|/\tau_c} \tag{8.3.7}$$

由(8.3.4)式得基线恢复器输出噪声的均方值

$$\overline{v_{n2}^2}=2\left[\overline{v_{n1}^2}-\frac{\pi a^2}{2RC}e^{-|t_M|/RC}\right]$$

$$=\frac{\pi a^2}{\tau_c}[1-e^{-|t_M|/\tau_c}] \tag{8.3.8}$$

在用 $RC=\tau_c$ 的 CR-RC 成形电路时，信号达峰时间 $t_M=RC=\tau_c$，所以

$$\overline{v_{n2}^2}=\frac{\pi a^2}{\tau_c}\left(1-\frac{1}{e}\right) \tag{8.3.9}$$

信号通过基线恢复器后幅度不变，所以基线恢复器输出端的信噪比 η_R 和输入端 η_{opt} 之比，在上述具体情况下，为

$$\frac{\eta_R}{\eta_{opt}}=\left(\frac{\overline{v_{n1}^2}}{\overline{v_{n2}^2}}\right)^{1/2}=\left[\frac{1}{2\left(1-\frac{1}{e}\right)}\right]^{1/2}=0.89 \tag{8.3.10}$$

如果和最佳滤波器的信噪比η_∞相比，由（6.4.8）式得

$$\frac{\eta_R}{\eta_\infty}=\frac{\eta_R}{1.359\eta_{opt}}=0.65 \tag{8.3.11}$$

考虑到基线恢复器对低频噪声有抑制作用，如果适当增大滤波器的时间常数，则滤波器输出噪声的低频成分增大，高频成分减少；有可能使通过基线恢复器后的信噪比，比滤波器取最佳时间常数时更大。计算表明，RC取$1.93\tau_c$时，虽然CR-RC滤波器的信噪比$\eta<\eta_{opt}$，而η_R/η_∞最大，可接近无基线恢复器而$RC=\tau_c$时的数值$2/e=1/1.359$（图8-3-15）。但是，这样将使信号持续时间几乎增长一倍，堆积效应增大。如果在图8-3-14的开关S中串接电阻r，并使$rC=\tau_c$，则CR-RC电路的时间常数取$(0.1-1)\tau_c$，η_R/η皆近于1。因而在$CR=RC=\tau_c$时，η_R/η_∞也能达到$2/e=1/1.359$（图8-3-15）[1]。

对于不同的基线恢复器和更复杂的滤波器，计算是麻烦的，可以由实验来测定噪声的相关函数或通过实验来选择合适的滤波器和基线恢复器时间常数。

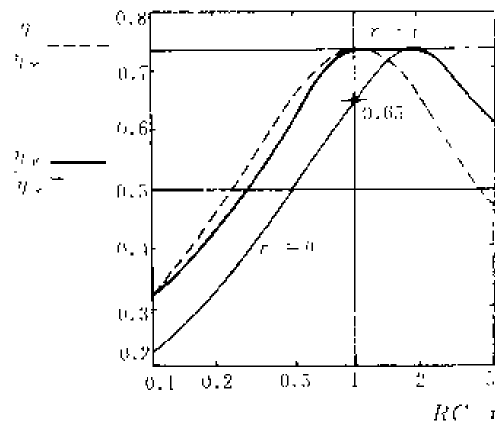


图8-3-15　基线恢复器的信噪比和CR-RC滤波器时间常数的关系

η为CR-RC滤波器的无基线恢复器时的信噪比（$CR=RC=\tau_c$时，$\eta=\eta_{opt}$）；
η_R为CR-RC滤波器的有基线恢复器时的信噪比；
η_{opt}为最佳滤波器的无基线恢复器时的信噪比；
τ_c为滤波器前的噪声转角时间常数

最后，应当指出**在使用基线恢复器时应注意的几个问题：**

（1）接入基线恢复器和不接入相比，输出信号零点相差几毫伏到几十毫伏是可能的。有源基线恢复器的零点，通常可以通过调节运算放大器的零点进行调节。

（2）基线恢复器中采用了非线性元件，信号幅度不同时输入电阻可能不同，所以其传输特性可能出现非线性。信号源内阻越小越好。

（3）合适地选择记忆电容C（有的C不可调），在满足波形要求前提下，C小些，基线恢复速度快。

（4）对于非对称的基线恢复器，信号波形应通过极零相消而去掉反向下冲，否则基线可能随下冲幅度变化而难于恢复到0电平。

（5）噪声可能因接入基线恢复器而变化。对于使用者，可以改变滤波成形电路中的各时间常数，实验确定信噪比较高的合适的时间常数。

（6）如果主放大器中设有基线恢复器，在用高频毫伏表来测量放大器噪声时，应不使基线恢复器接入。因为接入基线恢复器会显著改变放大器静态输出噪声。对于图8-3-1，静态时输出噪声为零。对于图8-3-9，静态时相当$C(2r_D)$微分电路，输出端噪声频谱发生变化。对于图8-3-10，时间常数$C(2r_D)/(1+A)$更小，变化更大。这样测出来的噪声既不是放大器

[1] V. Radeka, *Rev. Sci. Instr*, 38. 1397 (1967).

本身的噪声也不是接入基线恢复器后输出信号峰值处的噪声。后者可以通过向放大器输入精密幅度脉冲，由测量输出脉冲幅度谱的线宽来确定。

第四节　堆积判弃电路

尾堆积引起基线偏移，峰堆积可能使信号幅度发生很大变化。恢复基线的问题已在上一节说明，这一节专门讨论峰堆积信号的处理。我们已经知道，为了得到较好的信噪比，滤波器的输出信号的峰部总有一定宽度t_W（图6-3-4）。所以在计数率比较高时，堆积是难以避免的。通常先判别信号间隔是否过小，从而确定堆积是否发生；如果发生了，则把有堆积的信号舍弃。这样虽然要增加一些计数损失，但是可以校正。这一技术称为堆积判弃或堆积抑制和反堆积[1]。堆积判弃电路具有判别堆积是否发生和舍弃堆积信号这两方面的功能。

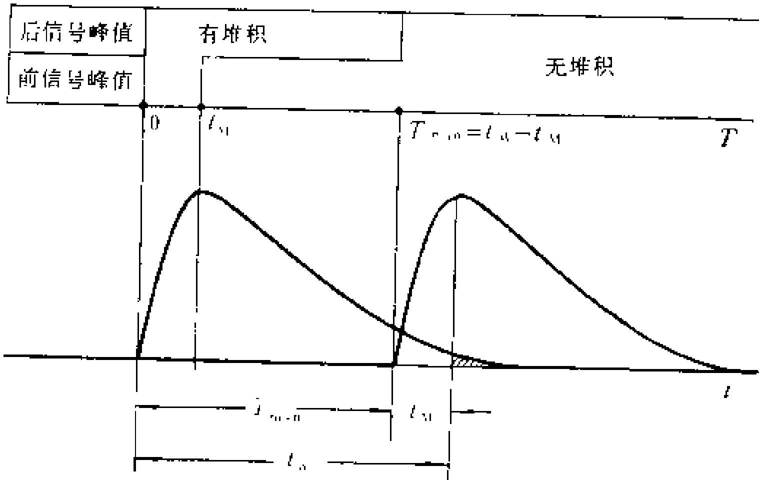


图8-4-1　两信号间隔T不同时的堆积

如图8-4-1，后一信号的峰值不因前一信号引起的峰堆积而畸变的条件，是两信号的间隔$T>T_{min}=t_W-t_M$；前一信号的峰值不因后一信号引起的峰堆积而畸变的条件，是$T>t_M$。通常信号的复零时间大于上升时间，即$t_W>2t_M$。如果$T>t_W-t_M$，则T也大于T_M，所以$T>t_W-t_M$是前后两信号皆不产生峰值畸变的条件。这样，对于$t_W>2t_M$的信号，按T的大小不同，

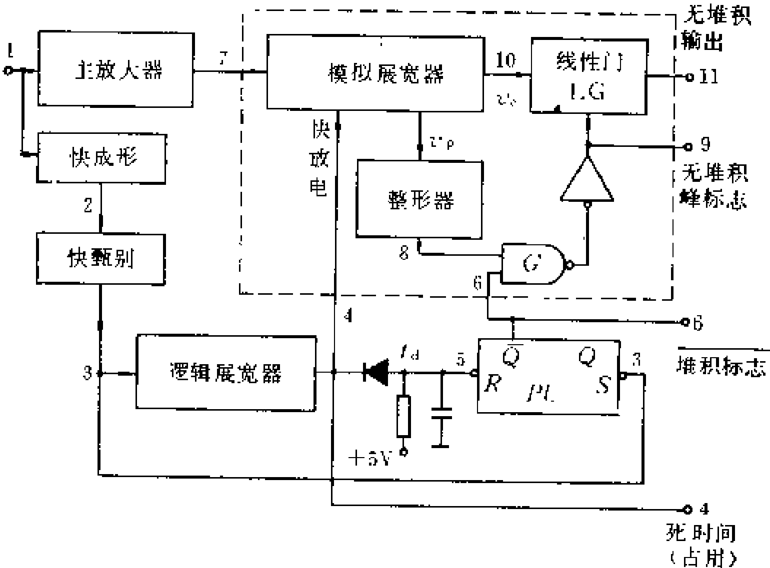


图8-4-2　堆积判弃电路原理图（TTL正逻辑）

1）堆积判弃——Pile up rejection.
反堆积——Anti-Pile up.

可分为三种堆积情况：

$T>t_W-t_M$，两信号峰值都无畸变；

$t_M<T<t_W-t_M$，仅后一信号峰值畸变，后一信号应舍弃；

$0<T<t_M$，两信号峰值皆畸变，两信号都应舍弃。

实际上，为便于处理，常用充分条件 $T>t_W$ 取代 $T>t_W-t_M$。对于 t_M 和 t_W 为任意值的信号：

$T>t_W$，两信号峰值无畸变；

$t_M<T<t_W$，仅后一信号峰值畸变，后一信号应舍弃；

$0<T<t_M$，两信号峰值皆畸变，两信号应舍弃。

(1)判别后一信号峰值是否有堆积畸变

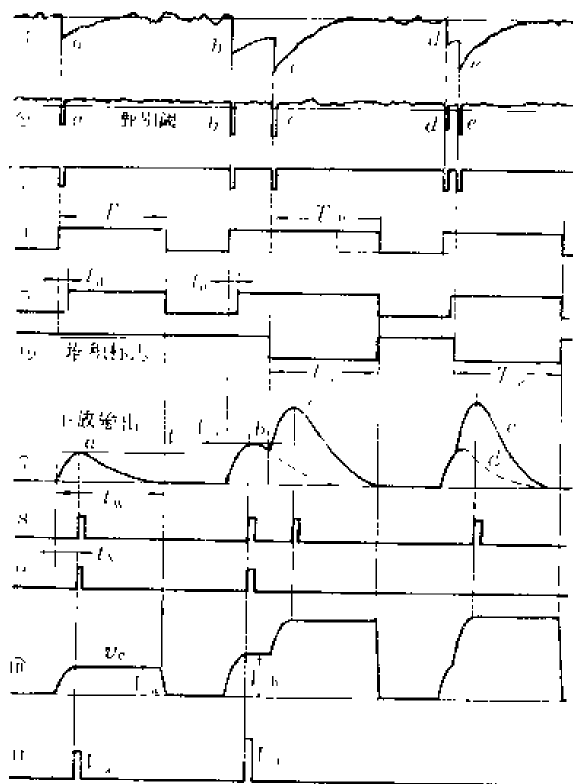


图8-4-3 堆积判弃电路波形

图 8-4-2 是堆积判弃电路的原理图，图 8-4-3 是它的波形。主放大器的输入信号①通过滤波器后为信号⑦，具有比较缓慢的前、后沿，从信号⑦不容易分清信号间隔，因为堆积的信号形状发生了畸变。为判别间隔时间，可利用滤波器前面的信号，如在图8-4-2中，前置放大器的输出信号①被快成形电路成形为窄脉冲②，脉冲②近乎探测器输出的冲击，间隔比较近的也不致重迭。信号②通过快甄别器[1]后成为③，快甄别器用于去除小幅度的本底和噪声脉冲。信号③被逻辑展宽器展宽为信号④，对于每一个输入信号，逻辑展宽器使输出电平的变化维持同样的监察时间 T_{ip}（图 8-2-6）。取 $T_{ip}=t_W$，就可以从 T_{ip} 内③是否又出现一个脉冲来判断信号⑦是否发生堆积。判断逻辑由堆积标志触发器 PU 实现。信号③加到 PU 置 1 端。信号④的前沿延迟后为信号⑤，加到 PU 的置 0 端。延迟时间 t_d 选得稍大于快甄别器输出负脉冲的宽度，避免③中使④跳变到高电平的信号也使PU置1。由图可知，信号 a、b 不使PU置 1，而c、e可以。在 PU 置 1 时，输出$\overline{\text{堆积标志}}$⑥，由它禁止信号⑦输出[2]。如果在 c 之后 T_{ip} 内没有信号输入，逻辑展宽器在 c 之后经过时间 T_{ip} 复位；随之使堆积标志复位。对于堆积在 b 上的信号 c，线路给出$\overline{\text{堆积标志}}$⑥。本框图取 $T_{ip}=t_W$，⑥的持续时间足以覆盖信

1）快甄别器是一种能对宽度为ns级的输入脉冲进行幅度鉴别的电压比较器，详见第九章。

2）本句中堆积标志四字上的横线，表示信号⑥的 0 电平作为出现堆积的标志。可读为"堆积标志非"。本书对于 0 电平执行逻辑功能的逻辑信号，都如上标以"非"号，1 电平执行功能的不标。

号⑦中的堆积信号，禁止c输出（下详）。

如果在信号c之后T_{ip}内又有信号输入，逻辑展宽器的输出信号④又从此新输入的信号起再延长T_{ip}。$\overline{堆积标志}$⑥也同样延长T_{ip}，禁止新输入的信号输出；并继续监察①的再下一个信号是否会在新的监察时间内出现。

(2)判别前一信号峰值是否有堆积畸变

有了信号⑥，似乎只需设立一个线性门，由信号⑥禁止⑦，就可舍弃⑦中的信号c。但是，这样只处理了信号c，没有对信号⑦b的峰值是否发生堆积畸变进行判别，也就是说，还要判别前后两信号的间隔是否小于t_M。这就要在信号⑦中b的峰位时刻给出信号以便识别。为此，在图中用一个模拟展宽器作为峰位检测电路。它的输出信号v_P的前沿对应于峰位时刻（图8-2-2)。将v_P整形为脉冲⑧，加到受⑥控制的与非门G的一个输入端。图中⑦a是无堆积的，⑥为高电平，⑧a可通过G。⑦b的峰值在③c之前，表示b、c间隔大于t_M，⑧b也可通过G。⑧c则被⑥禁止，不能通过G。在两信号间隔很小时，如图中之d和e，⑦d的峰值被⑦e覆盖，模拟展宽器产生不了⑧d，而只有⑧e。但⑧e在③e之后，被⑥禁止，不能通过与非门G。所以对于信号d、e，G都没有信号输出。由此可知，在峰值时刻能产生信号⑨的是无堆积畸变信号，⑨可作为无堆积信号的峰标志。

(3)堆积舍弃方法

判断信号峰值是否有堆积畸变的方法已如上述，将有堆积畸变的信号舍弃的方法则有各种设计。信号⑦通常输入多道分析器进行分析，并按其幅度分类存储。如果将信号⑨作为符合信号（第十一章），使多道分析器只分析⑦中峰值出现时间和信号⑨符合的信号，就实现了堆积舍弃。如果多道分析器没有进行这种符合选择的功能，也能用其它方法由信号⑨来控制信号⑦是否被存储，实现堆积舍弃。或者，另外设一线性门控制输入多道分析器的信号，由信号⑨的1电平开放此线性门(LG)，输入给多道分析器的就是无堆积的信号了。但是⑨的信号出现在⑦的峰值之后，这就要利用模拟展宽器中保持电容上的信号v_C。让v_C经线性门替代⑦作为输给多道分析器的被分析信号。保持电容上的电荷在④每次回到零电平时通过快放电电路泄放（⑩的后沿）。

目前生产的核子仪器中，堆积判弃电路有多种设计。某一种堆积判弃电路，可能只适于某一特定系统，使用时要注意。例如，国产FH450、451多道幅度分析器所用的AD8192、AD2048和AD1024模数变换器（第十一章），本身具有图8-4-2虚线框内电路的功能，和它配套的FH1026A谱仪放大器中的堆积判弃电路就没有图8-4-2的虚线框部分。只给出$\overline{堆积标志}$⑥加到模数变换器的反符合输入端。这种堆积判弃电路就不一定能用于其它类型的多道分析器。

(4)堆积判弃电路实例

图8-4-4示出F1026A谱仪放大器中的堆积判弃电路。信号①取自主放大器第一节输出，经时间常数约为100ns的微分电路C_1R_1成形为窄脉冲，再经过快放大器A放大约30倍。随后通过CDD基线恢复器加到快甄别器D(BG307C)。其分辨时间约100ns。其余的电路前面已经说明，不再解释。

(5)死时间和计数率

由图8-4-3可知，在监察时间T_{ip}内（④为1电平）输入的信号都被舍弃，因而监察时间T_{ip}就是堆积判弃电路产生的死时间。既然在死时间内的信号不能被记录，测量系统就不应

把这些时间记入测量时间。可以将④作为死时间信号（或称占用信号）输入计时电路，当④为高电平时暂停计时，就可扣除死时间。测得的计数，除以计时器所记录的时间就是信号的计数率。这种办法称为死时间校正（详见第十一章)。

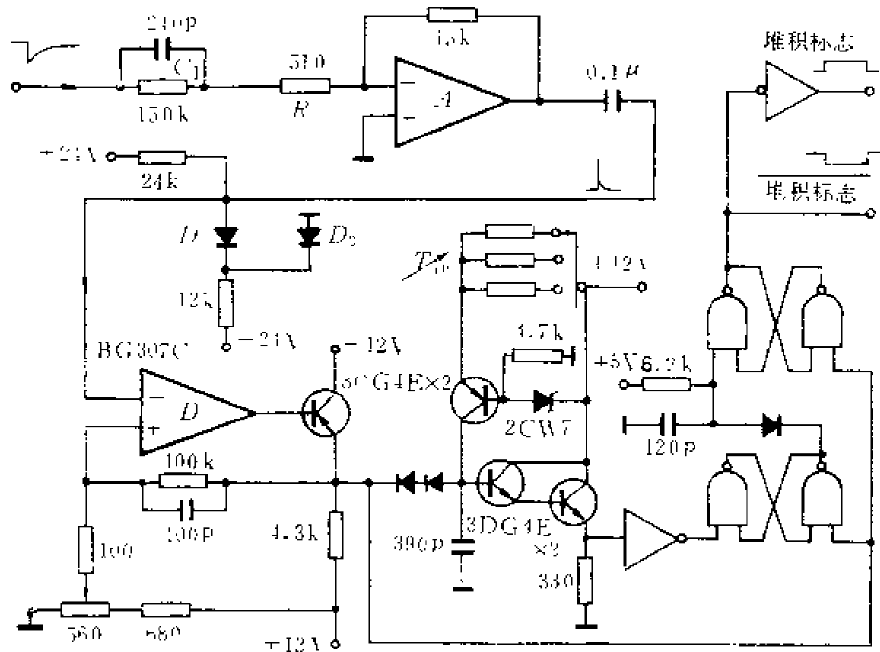


图8-4-4　堆积判弃电路实例

但是，值得注意的是，由于逻辑展宽器对每一个输入信号都要产生一个监察周期，也就是说在监察周期内出现的信号可以使死时间从此信号输入起又维持一个监察周期。如果信号计数率增高到在 T_{ip} 内几乎总有信号出现，死时间将无限延长，可记录的信号计数率趋近于0。所以，对于这种用逻辑展宽器执行监察功能的堆积判弃电路，输入信号计数率过于提高反而会使输出计数率变小，测量时间更长。

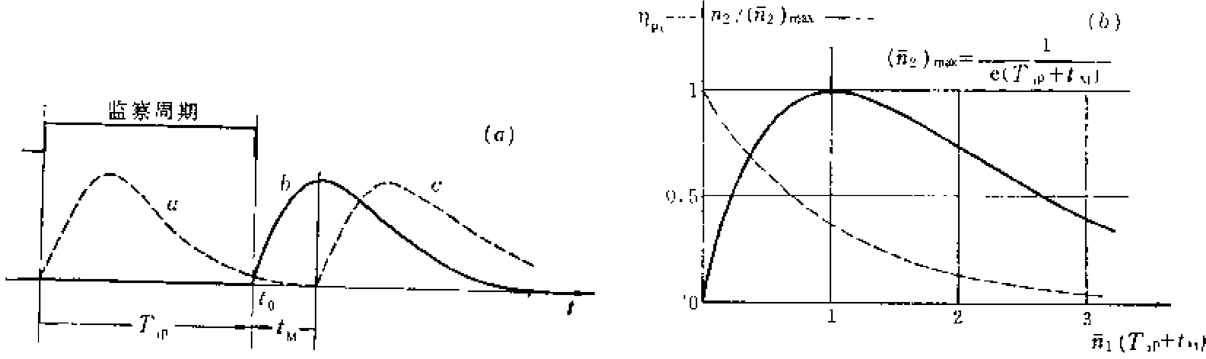


图8-4-5　堆积判弃电路的计数效率

(a)信号 b 可被记录的条件　(b)输出计数率 $\bar{n}_2$、计数效率 η_{PU} 和输入计数率 $\bar{n}_1$ 的关系

如图 8-4-5(a)所示，监察周期为 T_{ip} 时，在时间 t_0 出现的信号 b，可被记录的条件为：

(i) 在 t_0 之前 T_{ip} 时间内不出现信号 a；

(ii) 在 t_0 之后 t_M 时间内不出现信号 c。所以 b 可被记录的概率就是在 $T_{ip}+t_M$ 时间内不出现信号的概率，设为 $P_0(T_{ip}+t_M)$。当信号在时间上服从泊松分布而且平均计数率为 $\bar{n}_1$ 时，

$$P_0(T_{ip}+t_M)=e^{-\bar{n}_1(T_{ip}+t_M)} \tag{8.4.1}$$

输出信号计数率为

$$\bar{n}_2=\bar{n}_1 e^{-\bar{n}_1(T_{ip}+t_M)} \tag{8.4.2}$$

计数效率

$$\eta_{PU}=e^{-\bar{n}_1(T_{ip}+t_M)} \tag{8.4.3}$$

图8-4-5(b)中画出了 $\bar{n}_2$、η_{PU} 对 $\bar{n}_1$ 的曲线。可知，在 $\bar{n}_1=1/(T_{ip}+t_M)$ 时 $\bar{n}_2$ 最大，

$$(\bar{n}_2)_{max}=\frac{1}{e(T_{ip}+t_M)} \tag{8.4.4}$$

$T_{ip}=t_W-t_M$ 时 T_{ip} 最小，所以

$$(\bar{n}_2)_{max}\leqslant\frac{1}{et_W} \tag{8.4.5}$$

上述分析说明，在使用堆积判弃电路时，如果取 $T_{ip}=t_W$，输入信号计数率只宜增加到 $1/(t_W+t_M)$，这时可能得到的最大输出计数率为 $0.368/(t_W+t_M)$。

最后，应当指出，在使用堆积判弃电路时，下列几点是值得注意的，而且必须仔细了解所用产品的说明书。

(i) 注意堆积判弃的方式和输出信号。从信号中舍弃堆积信号，可以由堆积判弃电路单独完成，也可以由堆积判弃电路和后面的幅度分析器协同完成。如果是后者，特别要了解相互间需要联结的信号、所需的极性、电平和时间关系。例如，堆积标志（禁止信号）从堆积判弃电路联接到幅度分析器的何处，极性、电平和时间关系有什么要求。

(ii) 适当地选择监察周期 $T_{ip}(T_{ip}\geqslant t_W-t_M)$，通常可取 $T_{ip}=t_W$，留有裕量又不使死时间过大。

(iii)输入信号计数率不宜超过 $1/t_W$。

(iv)死时间信号如何联接到幅度分析器的计时电路。

(v)适当调节快甄别器的甄别阈，使它恰好超过噪声脉冲幅度。甄别阈太低，噪声脉冲引起大量死时间；甄别阈太高，小信号的堆积不能判弃。有的堆积判弃电路设有指示灯，可在无信号输入时指示出快甄别器是否被大量噪声脉冲触发。

*第五节　时变滤波器

8.5.1　权函数

前已指出，时不变线性系统，无论何时输入冲击，输出响应相对于冲击输入时刻来说都是不变的。所以冲击序列通过时不变线性系统以后，输出信号就是形状一样的冲击响应序列相迭加。推导坎贝尔定理时，已知系统的冲击响应，输入符合泊松分布的冲击序列，即可计算输出信号的平均值和均方偏差（2.1.63和2.1.64式）。对于时变系统，在不同时刻输入的冲击，其冲击响应可能是不同的，就不一定能用（2.1.63）和（2.1.64）式。实质上，无论是时变系统还是时不变系统，输出信号在某时刻 t 的电平都是各冲击响应在时刻 t 的集合。

平均值是集合的平均值，均方值也是集合的均方值。为了计算这些集合，引入权函数[1]。权函数的值是τ时刻的输入冲击所产生的冲击响应在t时刻的数值，记作$W(t,\tau)$。对于时不变系统，$W(t,\tau)$ 与t无关，可记为$W(\tau)$[1]。

图8-5-1画出了不同时刻输入的冲击所产生的冲击响应及其权函数值。对于时不变线性系统，τ变化时输出波形不变，仅延迟时间不同。设在幅度测量中，$\tau=\tau_3$的冲击响应如图6-5-1(d)所示，在测量时刻t，如$\tau=\tau_3$的权函数值最大，$W(\tau_3)=V_M$，则V_M就是待测的幅度量。其它时刻（$\tau=\tau_1$、τ_2、τ_4……）输入的冲击，根据图8-5-1 (a)，(b)，(c)，(e) 可以分别确定t时的权函数值$W(\tau_1)$、$W(\tau_2)$、……$W(\tau_4)$……。它们表示其它冲击在t时刻的残留电

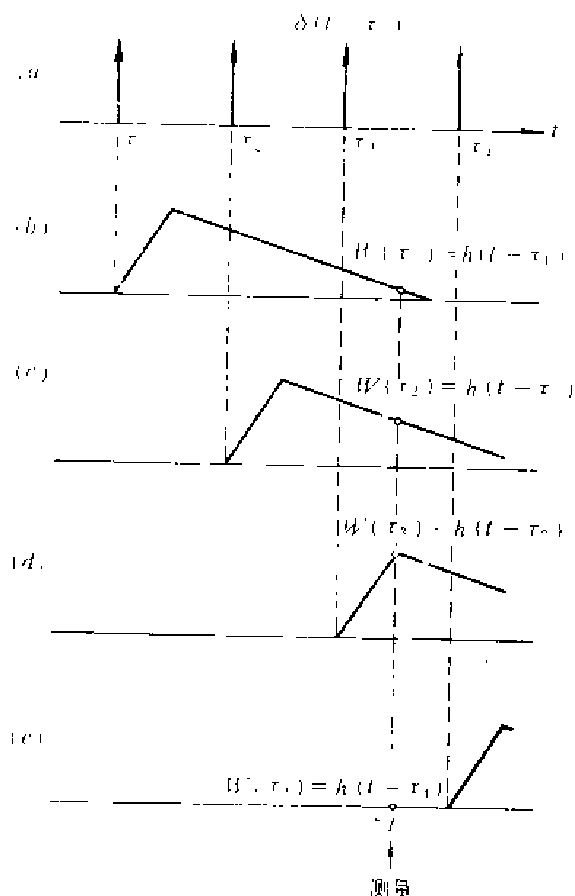


图8-5-1 时不变线性系统权函数的确定

(a) 输入冲击 (b、c、d、e) 权函数的确定

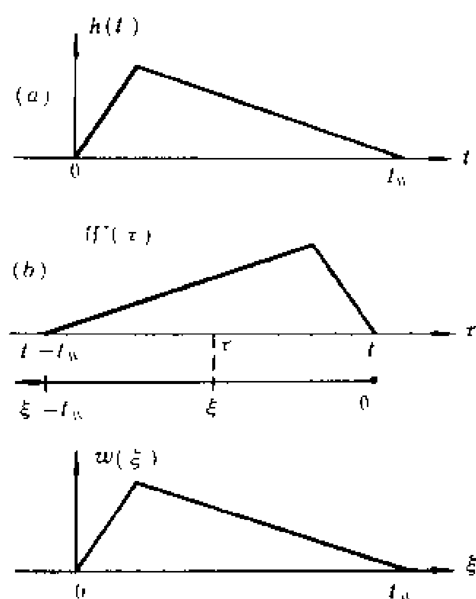


图8-5-2 时不变线性系统的冲击响应和权函数

(a) 冲击响应$h(t)$ (b) 权函数$W(\tau)$，测量时间在t，自变量为τ
(c) 权函数$w(\xi)$，自变量为$\xi=t-\tau$

压，残留电压堆积在一起引起测量误差。如果系统的冲击响应延伸至无限长，那么测量时间t以前输入的全部冲击，其残留电压对测量都有影响，即$-\infty<\tau<t$时，$W(\tau)\neq 0$；t以后进入的冲击，显然对测量无影响，即$\tau>t$时，$W(\tau)=0$，如图8-5-1(e) 所示。

对于时不变线性系统，冲击响应和权函数的关系

1) 权函数（或权重函数）——Weighting function.

〔1〕 M.Konrad, IEEE, *Trans.on Nuclear Science*, NS-15, No.1, 268 (1968).

$$W(\tau)=h(t-\tau) \tag{8.5.1}$$

式中 $h(t-\tau)$ 是系统对输入冲击 $\delta(t-\tau)$ 的响应。τ 一定时，$h(t-\tau)$ 是t的函数；对于固定的测量时间 t，$h(t-\tau)$ 为τ的函数，它是系统的权函数 $W(\tau)$。由于$h(t-\tau)$作为 t 的函数和作为τ的函数互相为镜象关系，所以系统的权函数是系统冲击响应的镜象，如图 8-5-2(a)、(b)所示。如果以 $\xi=t-\tau$ 为自变量则权函数为 $w(\xi)$，由图 8-5-2可知

$$w(\xi)=h(t)|_{t=\xi}=h(\xi) \tag{8.5.2}$$

即 $w(\xi)$ 的形状和 $h(t)$一样。所以，在时不变系统中可用 $h(t)$ 代替 $w(\xi)$ 进行计算。

一般说，时变系统的冲击响应和权函数的形状有差别，两者非镜象关系。例如，图8-5-3(a) 所示时不变系统$h_1(t)$，输入 $\delta(t-\tau_1)$ 和 $\delta(t-\tau_2)$ 时，输出为 $h_1(t-\tau_1)$和 $h_1(t-\tau_2)$。对于测量时间 t_1，权函数为$W_1(t_1,\tau)$ 和 $w_1(t_1,\xi)$；对于测量时间 t_2，权函数为$W_1(t_2,\tau)$ 和 $w_1(t_2,\xi)$。并且 $w_1(t_1,\xi)=w_1(t_2,\xi)=w_1(\xi)=h_1(\xi)$。图8-5-3(b) 所示是在 $h_1(t)$ 后加了一个时变衰减器（控制信号 v_S 为 1 电平（t_a 至 t_b）时，衰减到1/3，v_S 为 0 电平时不衰减)。整个系统成为时变系统，冲击响应的形状和 τ 有关，表示为 $h(t,\tau)$。图中画出了 $\tau=\tau_1$ 和 $\tau=\tau_2$ 时的两种输出波形，t_a 至 t_b 期间冲击响应都减少到无衰减时的 1/3。至于权函数，当测量时刻 t 在区间 t_a 至 t_b 以外时，例如$t=t_1$，时变衰减器对 t_1 时刻的权函数值不发生影响，权函数和图 (a) 情况一样；当测量时间 t_2 在 t_a 至 t_b 之内时，例如 $t=t_2$，则 t_2 前任何时刻输入的冲击，其冲击响应在 t_2 的数值都衰减为1/3。由本例可知，对于时变系统，权函数 $W(\tau)$ 不再与冲击响应$h(t)$ 成镜象关系，$w(\xi)$ 不再和冲击响应波形相同。

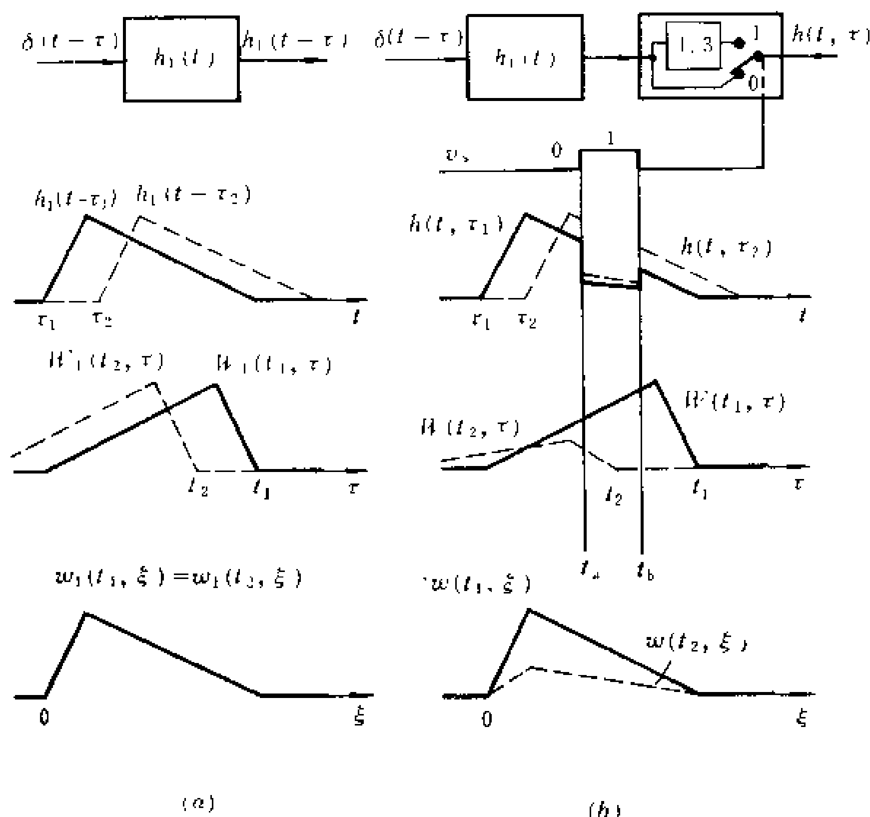


图8-5-3 时变系统和时不变系统的比较

(a) 时不变系统的冲击响应和权函数 (b) 时变系统的冲击响应和权函数

时变系统各级的前后位置对换后，冲击响应和权函数一般是要改变的。例如将图 8-5-3（b）中的时变衰减器放在 $h_1(t)$ 之前（图 8-5-4），则在 t_a 至 t_b 之外输入的冲击，其冲击响应和不加时变衰减器时一样；在 t_a 至 t_b 时间内输入的冲击，系统的响应衰减为1/3。至于权函数，对于任何测量时间 t，在冲击输入时刻 τ 位于 t_a 至 t_b 之内时，权函数数值衰减到1/3；τ 为其它数值时和不加时变衰减器时一样。总之，此例说明时变系统前后级交换位置后，冲击响应和权函数是有变化的。

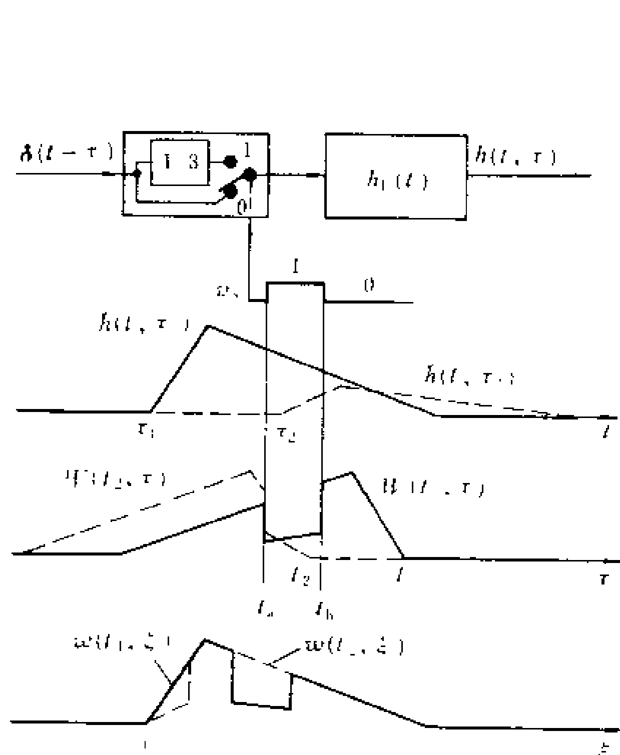


图8-5-4　时变系统前后级交换位置后的冲击响应和权函数
〔以图8-5-3(b) 前后级交换位置为例〕

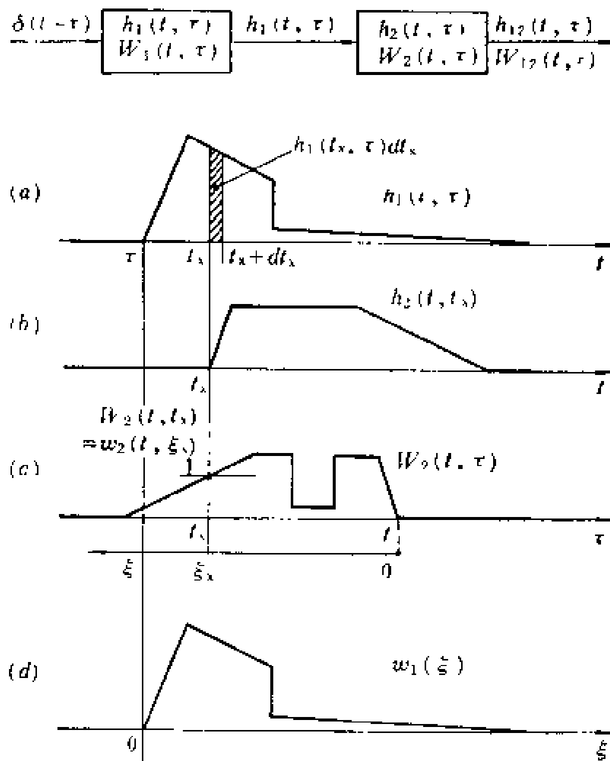


图8-5-5　串联时变单元的冲击响应和权函数

(a) 前级冲击响应 $h_1(t,\tau)$　(c) 后级权函数 $W_2(t,\tau)$
(b) 后级冲击响应 $h_2(t,t_x)$　(d) 前级为时不变单元时的权函数 $w_1(\xi)$

两个冲击响应分别为 $h_1(t,\tau)$ 和 $h_2(t,\tau)$ 的时变线性单元相串联，系统的冲击响应也可用迭加定理求出。设 $h_1(t,\tau)$ 在前，$h_2(t,\tau)$ 在后，输入冲击为 $\delta(t-\tau)$，前一单元的输出信号 $h_1(t,\tau)$ 就是后单元的输入信号，它可以分解成冲击函数，在 t_x 处其强度为 $[h_1(t_x,\tau)dt_x]$（图 8-5-5）。后单元对 t_x 处单位冲击的响应为 $h_2(t,t_x)$。由迭加定理可得后单元的输出，即系统的冲击响应

$$h_{12}(t,\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}h_1(t_x,\tau)h_2(t,t_x)dt_x \tag{8.5.3}$$

如果前后两单元对换，系统的冲击响应变为

$$h_{21}(t,\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}h_2(t_x,\tau)h_1(t,t_x)dt_x \tag{8.5.4}$$

$h_{12}(t,\tau)$ 和 $h_{21}(t,\tau)$ 一般是不相同的。图 8-5-5 所示时变系统的权函数为

$$W_{12}(t,\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}W_1(t_x,\tau)W_2(t,t_x)dt_x \tag{8.5.5}$$

必须说明，$h(t,\ \tau)$ 和 $W(t,\ \tau)$均为自变量 t 和 τ 的二元函 数，对于同一系统两者的表达式相同，可用同一符号表示。本书为强调冲击响应和权 函 数 的不同 概念才加 以 区 分。为 了把权函数 $W(t,\tau)$ 中的 τ 改用 ξ 作自变 量（$\xi=t-\tau$），引 用图 8-5-5(a)、(c)，得到：$t_x-\tau=\xi-\xi_x$，$t-t_x=\xi_x$，$dt_x=-d\xi_x$。并且 $W_{12}(t,\tau)=w_{12}(t,t-\tau)=w_{12}(t,\xi)$，

所以
$$W_1(t_x,\tau)=w_1(t_x,t_x-\tau)=w_1(t-\xi_x,\xi-\xi_x)$$
$$W_2(t,t_x)=w_2(t,t-t_x)=w_2(t,\xi_x)$$
$$w_{12}(t,\xi)=\int_{-\infty}^{\infty}w_1(t-\xi_x,\xi-\xi_x)w_2(t,\xi_x)d\xi_x \tag{8.5.6}$$

如果前一单元是时不变单元，那么权函数和 测 量时间 无关，$w_1(t,\xi)=w_1(\xi)=h_1(\xi)$，$w_1(t-\xi_x,\xi-\xi_x)=w_1(\xi-\xi_x)$。在 t 给定时，$w_{12}(t,\xi)$ 和 $w_2(t,\xi_x)$ 可用 $w_{12}(\xi)$ 和 $w_2(\xi_x)$ 表示，则

$$w_{12}(\xi)=\int_{-\infty}^{\infty}w_1(\xi-\xi_x)w_2(\xi_x)d\xi_x=w_1(\xi)*w_2(\xi)=h_1(\xi)*w_2(\xi) \tag{8.5.7}$$

上式表明，在系统的前一部分为时不变单元时，系统的权函数是两单元权函数的卷积分。核电子学的信号处理系统大都属于这类。如果系统中前一单元为时变单元或两单元全是时变单元，就没有这一简单关系。

应当说明，引入权函数后，时不变线性系统的坎贝尔定理写为

$$\bar{v}=\bar{n}\bar{Q}\int_{-\infty}^{\infty}W(\tau)d\tau=\bar{n}\bar{Q}\int_{-\infty}^{\infty}w(\xi)d\xi \tag{8.5.8}$$

$$\sigma^2(v)=\bar{n}\overline{Q^2}\int_{-\infty}^{\infty}W^2(\tau)d\tau=\bar{n}\overline{Q^2}\int_{-\infty}^{\infty}w^2(\xi)d\xi \tag{8.5.9}$$

对于时变系统，$\bar{v}$ 和 $\sigma^2(v)$ 与测量时间有关，但给定t后也可用上式计算。其中的权函数$W(\tau)$和 $w(\xi)$ 与测量时间 t 有关，是 $W(t,\tau)$ 和 $w(t,\xi)$ 的简写。

因此，输入噪声在测量时刻 t 对输出的贡献，信号堆积或基线偏移，都要用权 函数表示的坎贝尔定理来计算。即使弹道亏损，计算公式中的冲击响应也要代之以权函数。因为电荷量为 Q、持续时间为t_D 的输入电流脉冲在某测量时刻的输出电平，和相同电荷量的输入冲击在该时刻的输出电平是否相同，就看冲击输入时刻 τ 到 $\tau+t_D$ 内的权函数是否相同。如果不同，就会产生弹道亏损。因而，当权函数具有宽度大于 t_D 的平顶时，弹道亏损为零。

另外，有些时变系统由输入信号控制其参数变化，对于每一个输入信号，系统参数都作同样规律的变化。对信号而言，这种时变系统实际上具有不变的冲击响应，因而完全可以按时不变系统来计算；对噪声而言，噪声和系统参数的变化无一定关系，系统为时变系统，不能用时不变的冲击响应来分析。

8.5.2 时变积分器和时变微分器

核电子学中常用的时变积分器是门控积分器。如图 8-5-6(a)，平时 v_s 为 0 电平，使开

关S接通，电容C放电，输出电压为零。v_S受被测信号控制，输入信号一出现，逻辑电路立即产生门控信号v_S，使S断开T时间。在此期间输出电压与输入电压的积分成正比，输出电压为

$$v_o(t)=0 \qquad t<0，或 t>T$$

$$v_o(t)=k\int_0^t v_i(t)dt \qquad 0\leqslant t\leqslant T \tag{8.5.10}$$

$k=1/RC$。假设测量在积分结束前一瞬间，即$t=T_-$时进行。系统对0至T时间外输入的冲击，输出响应为0，权函数$W(\tau)=0$；对于0至T时间内输入的冲击，经积分器积分后的输出为k，即$W(\tau)=k$。所以，对于测量时间T_-，系统的权函数为矩形函数，其宽度等于积分周期T，如图8-5-6(c)所示。以$\xi=T-\tau$作自变量，则权函数为

$$w(\xi)=k[u(\xi)-u(\xi-T)] \tag{8.5.11}$$

由图6-6-1可知，DL成形电路冲击响应的积分是矩形函数，因此，就权函数而言，门控积分器与DL-积分器相同，前者调节时间常数较后者方便。

图8-5-7(a)所示CR微分电路，其时间常数是变化的，称为时变微分器。在0到T期间开关S断开，电路的时间常数接近于无穷大；其余时间S接通，时间常数为RC。τ时输入电压冲击$\delta(t-\tau)$，τ在0到T之间，S断开，$v_o(t)=\delta(t-\tau)$；在$t=T$时测量输出电压，除在$t=T$瞬间输入的冲击外，其它冲击对测量无贡献。所以权函数是冲击函数：

$$w(\xi)=\delta(\xi), \qquad \xi\leqslant T \tag{8.5.12a}$$

$\xi=T-\tau$。对$\tau<0$的那些输入冲击，电路在$t<0$时的响应和同样时间常数的时不变CR微分器相同。$0<t<T$期间，电容C停止放电，$v_o(t)$维持不变；$t>T$后$v_o(t)$又以时间常数RC恢复到零。如图8-5-7(a)所示。输出信号可表示为

$0<\tau<T$： $\qquad v_o(t)=\delta(t-\tau)$

$\tau<0$：

$$v_o(t)=\begin{cases}\delta(t-\tau)-\dfrac{e^{-(t-\tau)/RC}}{RC}u(t-\tau) & (t<0)\\ -\dfrac{1}{RC}e^{\tau/RC} & (0\leqslant t\leqslant T)\\ -\dfrac{e^{\tau/RC}}{RC}\,e^{-(t-T)/RC} & (t>T)\end{cases}$$

在测量时间T的取值即权函数

$$w(\xi)=-\frac{1}{RC}e^{\tau/RC}=-\frac{1}{RC}e^{-(\xi-T)/RC} \qquad \xi>T \tag{8.5.12b}$$

合并以上两$w(\xi)$得时变CR微分器的权函数

$$w(\xi)=\delta(\xi)-\frac{e^{-(\xi-T)/RC}}{RC}\,u(\xi-T) \tag{8.5.13}$$

图8-5-7(b)中取$R=0$，它是图(a)的极限情况，权函数为

$$w(\xi)=\delta(\xi)-\delta(\xi-T) \tag{8.5.14}$$

就权函数而言，它和图6-6-1(b) DL成形相同。

图8-5-8是时变CR微分器和门控积分器串联的系统，其中隔离放大器的电压放大倍数

等于1。门控积分器GI在$t=0-T$期间积分，和开关S的断开周期同步，测量时间在T。当冲击输入时刻τ处于$0<\tau<T$时，系统的权函数就是门控积分器的权函数，如图8-5-6(c)所示：$w_2(\xi)=k$(常数)，当$\tau<0$即$\xi>T$时，权函数是图8-5-7(a)中$v_o(t)$在$0<t<T$区间内的积分，即

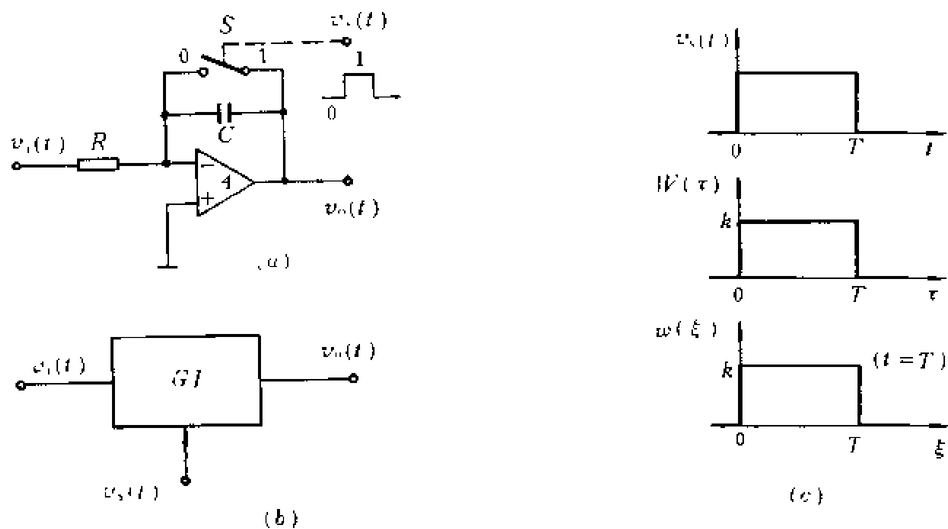


图8-5-6 门控积分器及其权函数

(a)电路 (b)简化符号 (c)权重函数

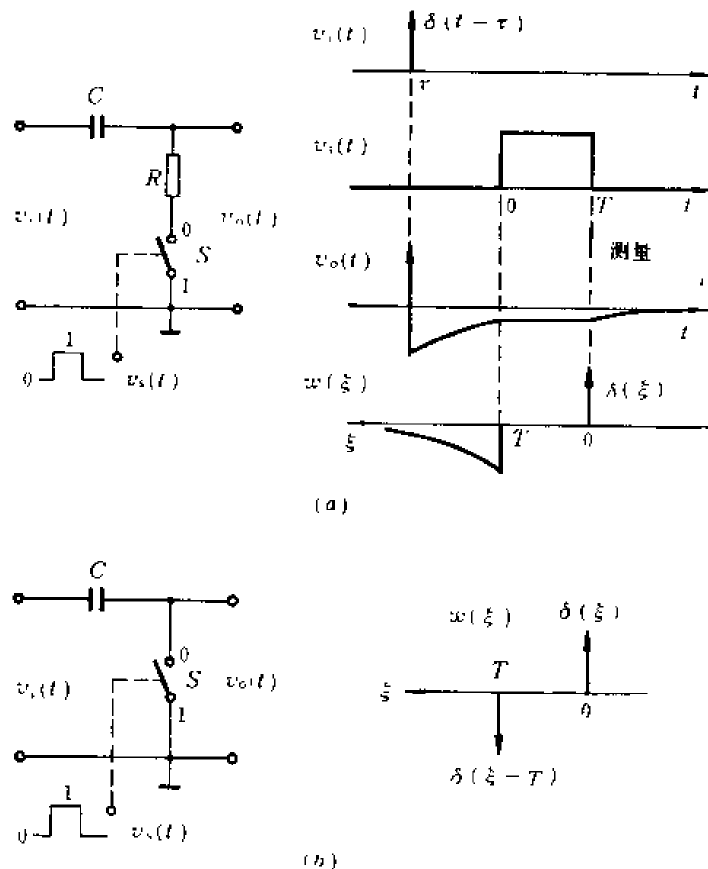


图8-5-7 时变CR微分器及其权函数

(a)$R\neq0$ (b)$R=0$

$$w(\xi)=-\frac{kT}{RC}\,\mathrm{e}^{\tau/RC}=-\frac{kT}{RC}\,\mathrm{e}^{-(\xi-T)/RC}$$

$\xi<0$ 时 $w(\xi)=0$。

对于所有的 ξ，权函数 $w(\xi)$ 画在图 8-5-8(a) 中，

$$w(\xi)=k\left[u(\xi)-u(\xi-T)-\frac{T\mathrm{e}^{-(\xi-T)/RC}}{RC}u(\xi-T)\right] \qquad (8.5.15)$$

$R=0$ 时权函数为

$$w(\xi)=k[u(\xi)-u(\xi-T)-T\delta(\xi-T)] \qquad (8.5.16)$$

8.5.3 时变能谱测量系统

时不变单元与时变(或时不变)单元串联后系统的权函数可用 (8.5.7)式的卷积分求得。图 8-5-7 和图 8-5-8 中的时变单元提供了时不变单元所没有的权函数形式，从中加以选择，有可能改善能谱测量系统的信噪比和减小堆积。图 8-5-9 中列举了四种串联系统的权函数 $w(\xi)$ 及其在最佳时间常数下的信噪比劣值系数 F。图中第(1)种为指数衰减权函数和矩形权函数的卷积，其中矩形权函数可用门控积分器实现。系统权函数的形状和 DL-RC 成形的输出波形 (图6-6-15) 相同，$F=1.098$。第(2)种是两个矩形函数的卷积，可获得梯形的权函数，其平顶可以消除电荷收集时间涨落对能量分辨率的影响。当两个矩形权函数的宽度相等时，得到三角形权函数，$F=1.075$。由此可以看出，采用时变系统可能获得有确定宽度

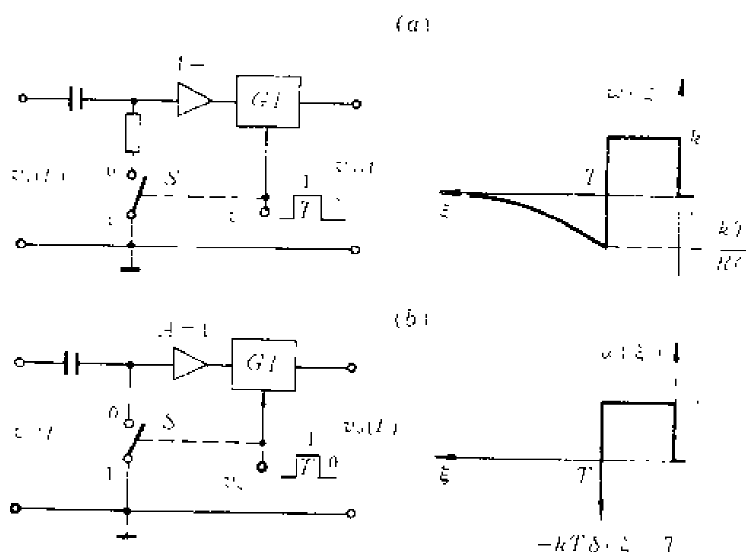


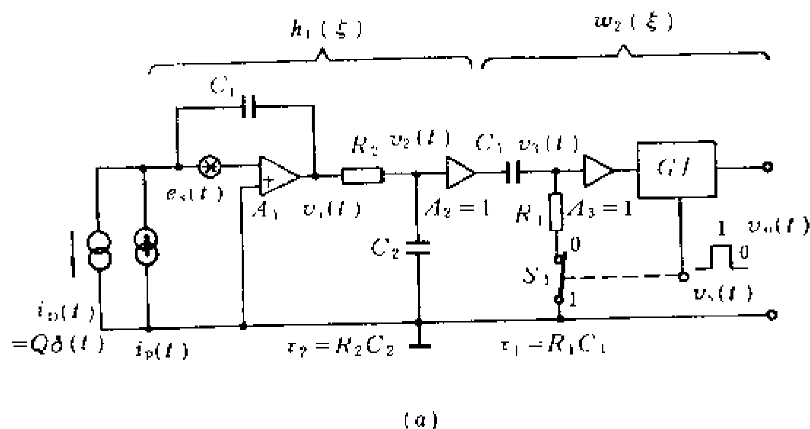
图8-5-8 时变CR微分器和门控积分器(GI)串联的系统及其权函数

(a)$R\neq0$ (b)$R=0$

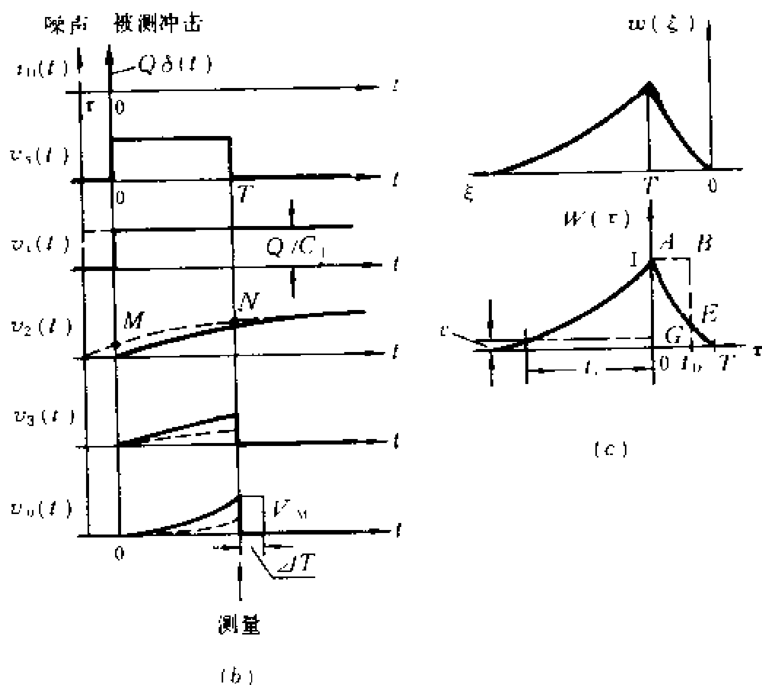
序号	$h_1(\xi)$ *	$w_2(\xi)$	$=w(\xi)$	信噪比劣化系数F
(1)				1.098
(2)				1.075（三角形时）
(3)				1.038
(4)				1.016

图8-5-9 用卷积分方法获得各种权函数

的权函数，从而减小信号堆积。第六章第一节曾经指出，一个能谱测量系统，能获得最佳信噪比的权函数（对于时不变线性系统，权函数和冲击响应的形式相同）是无限宽尖顶形（见图 6-6-15），附加其它条件后权函数见图 6-1-6 和图 6-6-17。具有平顶的权函数要求系统有无穷多个极点，因此用集中参数的 LRC 网络是不能实现的。它们只能用分布参数（如延迟线）或时变系统来实现。另外，时变系统容易实现尖顶形权函数，并且，稍加改动即可使权函数峰部出现平顶，使之适合多方面性能都很优越的能谱测量系统。第(4)种权函数的形状更接近于尖顶形，信噪比接近理想的最佳信噪比，$F=1.016$。第(3)种权函数的前沿直线增长，后沿近似于指数衰减，其信噪比介于三角形和(4)之间。



(a)



(b)

图8-5-10 一个时变参数的滤波成形电路

(a)电路 (b)波形（$R_1=0$ 时） (c)系统的权函数（$R_1=0$ 时）

图 8-5-10 示出一个时变参数的滤波成形电路。$v_i(t)$ 以前为探测器-前置放大器。主放大器中的信号处理包括 RC 积分器（时间常数 $\tau_2=R_2C_2$）、时变 CR 微分器（$\tau_1=R_1C_1$）和门控积分器三部分。A_2、A_3 是隔离电压放大器，为分析方便令 A_2、A_3 的电压放大倍数为 1。设被测电流冲击在 $t=0$ 时输入，给出时变部分的控制信号 v_S。$0<t<T$ 时开关 S_1 断开，门控积分器执行对输入电压的积分，测量在 $t=T_-$ 时进行，T 以后 S_1 接通，积分器放电，电路

复原。下面以 $R_1=0$ 为例分析它的性能[1]。R_1 为 0 时，C_1、S_1 相当于一个基线恢复器。

输入探测器的电流脉冲 $i_D(t)=Q\delta(t)$。由于 $v_s(t)$ 与信号同步，对于被测信号，系统是时不变的，各点波形如图 b 粗实线所示

$$v_a(t)=\frac{Q}{C_f}(1-e^{-t/\tau_2})u(t)$$

$0<t<T$ 期间 $v_1(t)=v_a(t)$，$t=T_-$ 时测得的输出电压幅度为

$$V_M=k\int_0^T v_1(t)dt$$

$$=\frac{kQ}{C_f}(T-\tau_2+\tau_2 e^{-T/\tau_2}) \tag{8.5.17}$$

常数 k 由积分器增益确定。若 $t=T$ 之后经 ΔT 时间积分器才放电，则输出波形 $v_o(t)$ 出现平顶（如图中细实线所示），这对提高后接幅度分析器的测量精度是有利的。

系统在测量时间 T 时的权函数 $w(\xi)$ 可用（8.5.7）式计算。其中时不变部分的权函数

$$w_1(\xi)=h_1(\xi)=\frac{1}{C_f}(1-e^{-\xi/\tau_2})u(\xi)$$

由（8.5.16）式得知时变部分的权函数为

$$w_2(\xi)=k[u(\xi)-u(\xi-T)-T\delta(\xi-T)]$$

所以

$$w(\xi)=\frac{k}{C_f}\int_0^{\xi}(1-e^{-\xi_x/\tau_2})u(\xi_x)[u(\xi-\xi_x)-u(\xi-\xi_x-T)-T\delta(\xi-\xi_x-T)]d\xi_x$$

积分分 $0\leqslant\xi\leqslant T$ 和 $\xi>T$ 两个区间算出，得到

$$w(\xi)=\begin{cases}\dfrac{k}{C_f}(\xi-\tau_2+\tau_2 e^{-\xi/\tau_2}) & 0\leqslant\xi\leqslant T\\ \dfrac{k}{C_f}(\tau_2-\tau_2 e^{T/\tau_2}+Te^{T/\tau_2})e^{-\xi/\tau_2} & \xi>T\end{cases} \tag{8.5.18a}$$

将 $w(\xi)$ 的自变量 ξ 用 $T-\tau$ 代替，得到用冲击输入时刻 τ 表示的权函数 $W(\tau)$

$$W(\tau)=\begin{cases}\dfrac{k}{C_f}(T-\tau_2-\tau+\tau_2 e^{-T/\tau_2}e^{\tau/\tau_2}) & 0\leqslant\tau\leqslant T\\ \dfrac{k}{C_f}(T-\tau_2+\tau_2 e^{-T/\tau_2})e^{\tau/\tau_2} & \tau<0\end{cases} \tag{8.5.18b}$$

权函数的形状画在图 8-5-10(c) 中，与图 6-6-17 之尖顶形状相似。因系统在 $0<t<T$ 期间是时不变的，故权函数的前沿（$0<\xi<T$ 部分）和 $v_o(t)$ 成镜象关系。权函数的后沿($\xi>T$)和其它信号（或噪声）冲击产生的时刻 $\tau<0$ 对应，$v_2(t)M$ 点电位被 C_1、S_1 恢复到 0，所以 $v_3(t)$ 虚线波形是 $v_2(t)$ 虚线波形的 MN 段减去 $v_2(t)$ 中 M 点电平。由于 $v_2(t)$ 以时间常数 τ_2 指数上升，所以 τ 向左移远时，噪声对测量时刻的贡献指数衰减。在 $\xi>T$ 后，权函数 $w(\xi)$ 如（8.5.18a）式所示，以时间常数 τ_2 衰减到零。权函数的最大值在 $\xi=T$ 或 $\tau=0$，此时

$$w(T)=W(0)=\frac{1}{C_f}(T-\tau_2+\tau_2 e^{-T/\tau_2}) \tag{8.5.19}$$

[1] M. O. Deighton *Nucl Instr and Meth*, **103**, 1 (1972).

将 $W(\tau)$ 或 $w(\xi)$ 代替（6.1.42）式中的 $h_{\Sigma}(t')$，求输出噪声电压的均方值

$$V_n^2=\pi a^2C_i^2\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{dW(\tau)}{d\tau}\right]^2d\tau+\pi b^2C_i^2\int_{-\infty}^{\infty}W^2(\tau)d\tau \tag{8.5.20}$$

$W(\tau)$ 可以 $\mu=T/\tau_2$ 为参变量，当 μ 固定和 τ_2 改变时，权函数的相对形状不变。计算得到 $\mu=2$、$\tau_2=1.05\,\tau_c$、$T=2.1\,\tau_c$ 时信噪比最佳，信噪比劣值系数 $F=1.016$。由此可见，这一系统的信噪比已接近于理想的数值（$F=1$）。这是因为附加了时变单元，系统对被测信号的增益较大（此时 C_1 为耦合电容），而对于被测信号以前进入的噪声，开关 S_1 接通，噪声产生的电压 v_2 先存储在 C_1 中，待 S_1 断开和门控积分器动作时，它就和 v_2 相消，减小了这部分噪声对测量的影响。从而较好地解决了成形信号和滤除噪声的矛盾。表现在权函数上，其形状接近于理想的尖顶形状，所以信噪比很高。

任意形状的探测器电流脉冲 $i_D(t)$ 通过权函数为 $w(\xi)$ 的时变电路，可等效为电流冲击先通过冲击响应为 $h_1(t)=i_D(t)$ 的时不变线性电路，然后再通过那个时变电路，则在测量时间测得的输出信号可用卷积分（8.5.7）式求出。探测器输出矩形电流时，系统的弹道亏损和时不变系统相类似，可仿照图 6-3-2(a) 计算，但其中的 $h_\Sigma(t)$ 应换成权函数。如图 8--150 所示，测量时间固定在 $t=T_-$，如果时变开关和门控积分器依然在被测电流脉冲一出现就动作，那么图中 $W(\tau)$ 的积分限就是从 0 到 t_D，t_D 为电流脉冲宽度。设 $ABGO$ 和 $AEGO$ 的面积分别用 S_{ABGO} 和 S_{AEGO} 表示，则弹道亏损 $D_B=(S_{ABGO}-S_{AEGO})/S_{ABGO}$。当然尖顶权函数的弹道亏损是比较大的，可以算出当 $t_D/\tau_c=0.2$ 时，最佳信噪比条件下的 $D_B\approx7.2\%$。

严格地讲，对一般的线性系统（包括时变系统），信号的堆积情况取决于系统的权函数。由于时变系统往往受信号控制，被测信号冲击和噪声冲击的权函数应有差别。但是，对于图 8-5-10所示的系统，当两个信号冲击的间隔大于T时，后一冲击输入以前时变开关和门控积分器已经复位，测量后一信号时，前一信号冲击和与之同时输入的噪声冲击，两者的贡献相等。信号的堆积可用图 8-5-10(c) 的权函数计算，$\tau<0$ 时系统的幅度归一化权函数 $W(\tau)=e^{\tau/\tau_2}$。设 $\varepsilon=1\%$，则权函数后沿复零时间 $t_F=\tau_2\ln(1/0.01)=4.605\tau_2$，权函数宽度 $t_W(1\%)=4.605\tau_2+T$。尽管成形后的脉冲宽度等于T，信号堆积的概率却取决于权函数宽度。另外，对两个相堆积的等幅度脉冲进行幅度分析时，为了使测量误差在 ε 以内，两个脉冲的间隔必须大于某一数值T_R，T_R称为分辨时间[1]。T_R等于权函数前后沿中的大者。通常后沿长于前沿，因此，分辨时间等于权函数的复零时间（对时不变系统T_R等于输出脉冲的复零时间），即 $T_R(1\%)=t_F(1\%)$，如图 8-5-10(c) 所示。此系统在最佳信噪比条件下，$\tau_2=1.05\tau_c$、$T=2.1\tau_c$，则$T_R(1\%)=4.85\tau_c$，$t_W(1\%)=6.95\tau_c$。通常时变系统均有堆积判弃功能，峰堆积对谱形的影响可基本消除。

改变图 8-5-10 电路的参数，可得五种情况，如表 8-5-1 和表 8-5-2 所示。其中第(1)、(3)、(4)种电路，包括前置放大器在内，系统的权函数 $w(\xi)$ 同图 8-5-9 中的(1)、(3)、(4)。表 8-5-2 中列出了在相同信噪比($F=1.359$) 条件下五种时变电路的最小分辨时间。作为比较，表中还列出了时不变的 CR-RC 滤波成形的参数。可见它们的性能均比 CR-RC 的好，采用时变电路可减小分辨时间。不过上述电路的弹道亏损较大，分辨时间还可以改进。

1）分辨时间——Resolving Time.

表8-5-1[1]　在最佳信噪比条件下，图8-5-10所示系统的性能比较

序　号	电路类型	$\frac{\tau_1}{\tau_c}$	$\frac{\tau_2}{\tau_c}$	$\frac{T}{\tau_c}$	$F=\frac{\eta_\infty}{\eta_{opt}}$	$\frac{T_R(1\%)}{\tau_c}$	$D_B(\%)$ $(t_D/\tau_c=0.2)$
(1)	门控积分器	1.3	0	1.3	1.098	6	4.7
(2)	(S_1常通)	0.5	0.5	1.5	1.125	3.35	4.1
(3)	门控积分器	1	0	1.75	1.038	6.35	5.7
(4)	(S_1接入)	0	1.05	2.10	1.016	4.85	7.2
(5)		0.4	0.4	2.15	1.086	4.05	5.7
(6)	CR-RC	1	1		1.359	6.61	0.16

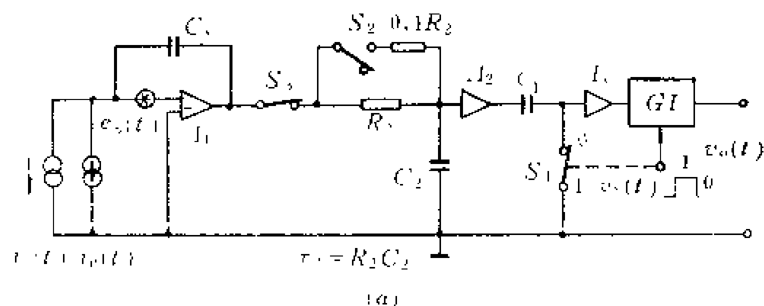
表8-5-2[1]　在信噪比相同($F=1.359$)的条件下，图8-5-10所示系统的最小分辨时间

序　号	电　路　类　型	τ_1/τ_c	τ_2/τ_c	T/τ_c	$T_R(1\%)/\tau_c$
(1)	门控积分器	0.36	0	0.90	1.65
(2)	(S_1常通)	0.17	0.17	0.85	1.13
(3)	门控积分器	0.25	0	0.75	1.90
(4)	(S_1接入)	0	0.22	1.00	1.00
(5)		0.14	0.14	0.77	1.45
(6)	CR-RC	1	1		6.61

图8-5-11所示为用于Si(Li)X射线能谱仪中的信号处理系统（有关控制逻辑、堆积判弃等部分均未画出）[2]，与图8-5-10相比本图多了两个电子开关S_2和S_3。静态时S_2断开，S_3接通。动态时它们由被测信号控制。图中从被测电流冲击出现时（τ_1）开始，S_3断开ΔT_3时间，则ΔT_3内输入的其它冲击在A_1输出端产生的阶跃电压，等S_3重新接通时才能通过，至测量时间t_1，这些冲击对输出电压的贡献相等，使得系统权函数$W(t_1,\tau)$出现宽度为ΔT_3的平顶，如图b所示，从而消除了电荷收集时间涨落对能量分辨率的影响。一般用较小的ΔT_3就能达到，因此对信噪比影响不大。

附加开关S_2构成时变的RC积分器，可以缩短权函数宽度。图中产生于τ_1、τ_2和τ_3的被测电流冲击经过T时间的门控积分后，分别在t_1、t_2和t_3时刻测量，紧接着S_2接通ΔT_2时间，取$\Delta T_2\approx0.7\tau_2$，使$\Delta T_2\gg0.1R_2C_2$。$S_2$接通时$RC$积分器的时间常数降低一个量级，电容$C_2$迅速充电到稳定值，从而减小了电路的恢复过程。测量时间为t_2的权函数$W(t_2,\tau)$画在图上。如果τ_b之噪声冲击（用虚线表示）落在前一个被测冲击的S_2接通周期内，由于C_2迅速充电，在t_2时获得的输出电压减小，相应的权函数$W(t_2,\tau_b)$较虚线的正常值为小。也就是说，S_2可能使权函数缩短，如图中的$W(t_2,\tau)$和$W(t_3,\tau)$。它们迅速变化的部分导数大，由(8.5.20)式知，输出a噪声分量增加，使信噪比下降，并且，下降程度和计数率有关。平均计数率不高时，信号冲击间距近的概率较小，即出现$W(t_1,\tau)$的概率大，出现$W(t_2,\tau)$和$W(t_3,\tau)$的概率小，因此，信噪比变化不大。另一方面，在考虑信号堆积时，由于S_2缩短了权函数，

[1] M.O.Deighton, *Nucl. Instr. and Meth.*, **58**, 201(1968).
[2] K. Kandiah, Proceedings 2nd ISPRA Nuclear Electronics Symposium, p. 153 (1975).



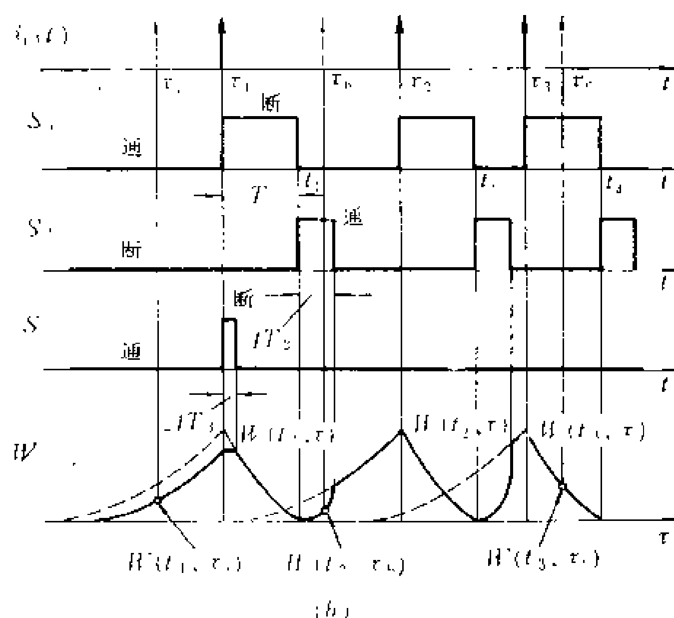


图8-5-11 一个用于Si(Li)X射线谱仪中的信号处理系统及其权函数

(a)系统 (b)S_3和S_2对权函数的影响: $W(t_1, \tau)$ 为S_3动作时的权函数, $W(t_2, \tau)$、$W(t_3, \tau)$ 为S_2动作时的权函数

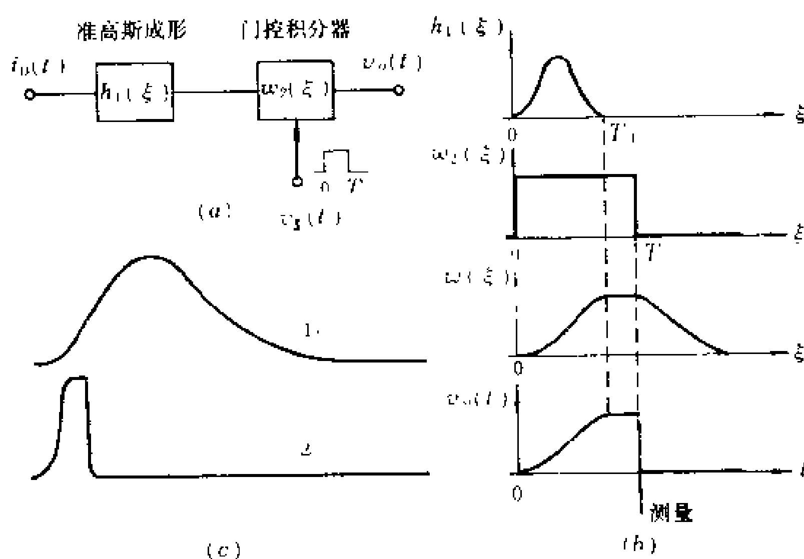


图8-5-12 用于大体积同轴Ge(Li)探测器的信号处理系统

(a)系统 (b)系统的权函数和输出波形 (c)输出波形比较

① ORTEC450主放大器输出的准高斯形脉冲，时间常数$\tau=2\mu s$

② 加门控积分器后的输出波形，$\tau=0.25\mu s$，门控积分时间$T=2.5\mu s$

使堆积误差减小。从图中可以看出，随着信号冲击间距的变化，权函数宽度被自动调整：间距大的权函数恢复到正常宽度，不影响信噪比；间距小的权函数窄，减小了信号的堆积。这一时变能谱测量系统较好地解决了信噪比与信号堆积的矛盾，运用于计数率较高的场合，可获得良好的能量分辨率。

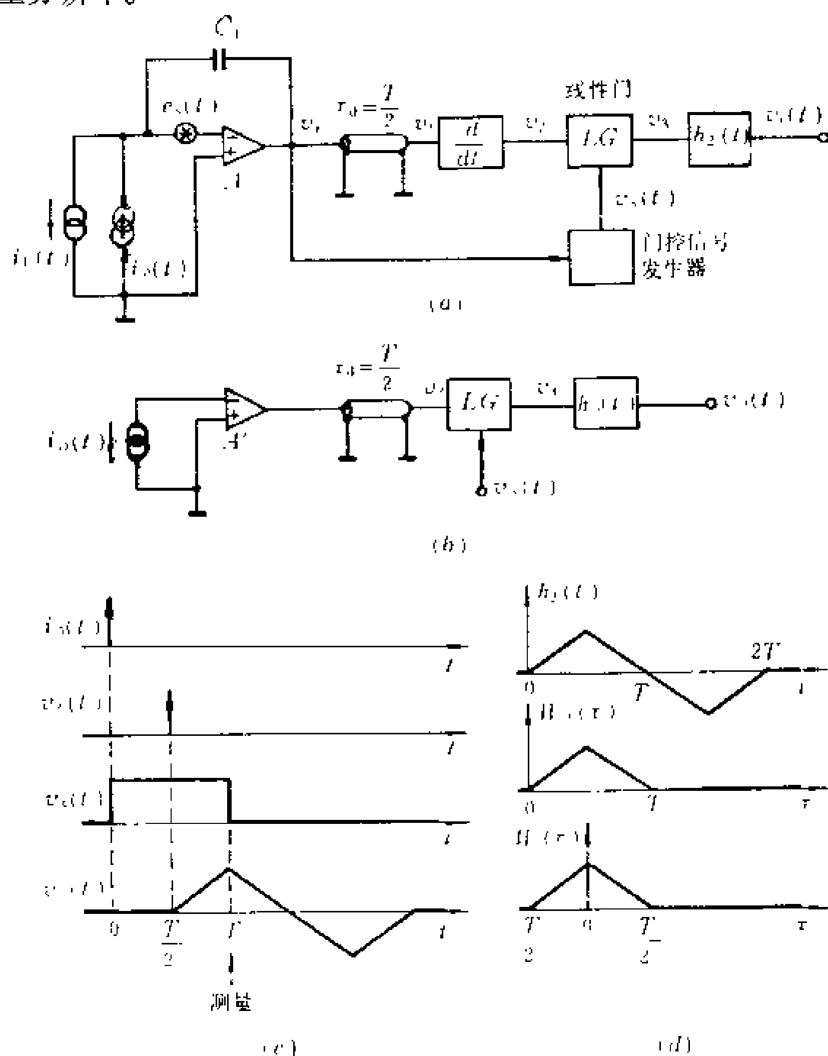


图8-5-13　一个时变滤波成形电路（输出双极性的三角形脉冲，但信噪比和单极性三角形的相同）

(a)电路　(b)信号等效电路　(c)波形图　(d)权函数：

$W_2(\tau)$对v_2的权函数

$W(\tau)$对输入电流冲击的权函数

大体积同轴 Ge(Li) 探测器电荷收集时间的涨落比较大，为了避免能量分辨率变坏，要求系统的弹道亏损小，权函数应有足够宽的平顶。当采用准高斯成形时，必须增加时间常数，导致权函数加宽，这与高计数率和噪声的要求常常发生矛盾。Radeka[1]用36—67cm³的同轴Ge(Li) 探测器和准高斯成形的ORTEC450放大器构成γ能谱仪。若单从信噪比考虑，成形时间常数 τ 应为0.5μs，但是为了消除弹道亏损，避免电荷收集时间的涨落对能量分辨率

[1] V. Radeka, *Nucl. Instr. and Meth.*, **99**, 525 (1972).

的影响，τ需增大到$2\mu s$。这将使信噪比变坏，信号堆积概率增大，降低运用的计数率。如果准高斯成形后加门控积分器（图8-5-12），选择$\tau=0.25\mu s$，门控积分时间$T=2.5\mu s$，得到的权函数$w(\xi)$具有$0.5\mu s$宽的平顶。同样可以消除弹道亏损，信噪比也比较好。而系统的权函数较窄，当计数率高达750kc/s时，信号堆积几率显著下降。应当指出，因为门控积分器对基线偏移灵敏，因此在前面的时不变电路和门控积分器之间需加直流恢复器，或者采用直接耦合。

图8-5-13所示时变滤波成形电路，输出双极性三角形脉冲，但信噪比和单极性三角形的相同。输入信号冲击时，线性门（LG）接通一段时间T，系统的输出波形和后接时不变电路的冲击响应$h_2(t)$一样，为双极性三角形脉冲。测量在$t=T$时进行（见图c）。对于直接从线性门输入的冲击，系统的权函数为$W_2(\tau)=h_2(T-\tau)u(\tau)$，为单极性三角形函数。对于和探测器并联的噪声电流冲击，其权函数$W(\tau)$和$W_2(\tau)$的形状相同，但由于经过延迟线延迟了$\tau_d=T/2$，时间上落后$T/2$（如图d）。总之，具有单极性三角形的权函数，由表6-6-1知最佳时间常数时信噪比劣值系数$F=1.075$，权函数宽度为$2\sqrt{3}\tau_c=3.46\tau_c$。但是，每一个输入的信号冲击线性门均接通一次，系统对信号是时不变的。因此，分辨时间依然由双极性三角形确定，等于它的全宽度与达峰时间之差，即$t_p=3\sqrt{3}\tau_c=5.20\tau_c$。系统输出的双极性脉冲可以交流耦合到脉冲幅度分析器去。应当指出，采用线性门截短权函数时，各部分的动作时间要配合恰当，否则截得的权函数两端将出现跳变，时间导数加大，由（8.5.20）式得知，输出a噪声分量显著增加，使信噪比下降。

有关时变滤波器的综合分析可参阅资料［1］、［2］。

---

[1] M. Konrad, IEEE. *Trans. on Nuclear Science.*, NS-15, No. 1, 268 (1968).
[2] V. Radeka, *Nucl. Instr. and Meth.*, 99, 525 (1972).

附录一　常用拉普拉斯变换表

序号	$f(t)$　$(t\geqslant 0)$	$F(s)$
1	$\delta(t)$	1
2	1	$\frac{1}{s}$
3	e^{-at}	$\frac{1}{s+a}$
4	$\frac{1}{a}(1-e^{-at})$	$\frac{1}{s(s+a)}$
5	$\frac{1}{b-a}(e^{-at}-e^{-bt}),\ a\neq b$	$\frac{1}{(s+a)(s+b)}$
6	$\frac{1}{m!}t^{m}e^{-at},\ m\geqslant 0$	$\frac{1}{(s+a)^{m+1}}$
7	$\frac{e^{-at}}{(b-a)(c-a)}+\frac{e^{-bt}}{(a-b)(c-b)}+\frac{e^{-ct}}{(a-c)(b-c)}$，$a$、$b$、$c$不等	$\frac{1}{(s+a)(s+b)(s+c)}$
8	$\delta(t)-ae^{-at}$	$\frac{s}{s+a}$
9	$\delta(t)+(a-b)e^{-bt}$	$\frac{s+a}{s+b}$
10	$\frac{1}{a-b}(ae^{-at}-be^{-bt}),\ a\neq b$	$\frac{s}{(s+a)(s+b)}$
11	$\frac{a}{b}+\left(1-\frac{a}{b}\right)e^{-bt}$	$\frac{s+a}{s(s+b)}$
12	$\frac{m+1-at}{(m+1)!}t^{m}e^{-at},\ m\geqslant 0$	$\frac{s}{(s+a)^{m+2}}$
13	$\sin at$	$\frac{a}{s^2+a^2}$
14	$\cos at$	$\frac{s}{s^2+a^2}$
15	$e^{-bt}\sin at$	$\frac{a}{(s+b)^2+a^2}$
16	$e^{-bt}\cos at$	$\frac{s+b}{(s+b)^2+a^2}$
17	$\frac{1}{a^2}e^{-bt}(at-\sin at)$	$\frac{1}{(s+b)^2[(s+b)^2+a^2]}$

①上述拉普拉斯变换由公式(2.2.1)和(2.2.2)确定，时间函数$f(t)$的定义域$t\geqslant 0$。信号分析中通常 $t<0$ 时$f(t)\neq 0$，表中的$f(t)$要乘以单位阶跃函数$u(t)$。

②表中仅列出基本的和本书用到的拉氏变换对。

③表中a、b、c是常数，m为零或正整数。

附录二　CR-$(RC)^m$滤波成形电路的信噪比

CR-$(RC)^m$滤波成形由一次CR微分和m次RC积分组成。下面计算微、积分时间常数相等时的信噪比。设微、积分时间常数为τ，则CR-$(RC)^m$的频率响应为

$$H(\omega)=\frac{j\omega\tau}{(1+j\omega\tau)^{m+1}}$$

$$|H(\omega)|^2=\frac{(\omega\tau)^2}{[1+(\omega\tau)^2]^{m+1}}$$

忽略$1/f$噪声时系统输出噪声电压的均方值可用(6.1.45)式计算，其中I_a由(6.1.46)式确定：

$$I_a=\frac{1}{\pi C_i^2}\int_0^\infty|H(\omega)|^2d(\omega\tau)=\frac{1}{\pi C_i^2}\int_0^\infty\frac{(\omega\tau)^2}{[1+(\omega\tau)^2]^{m+1}}d(\omega\tau)$$

利用

$$\int_0^\infty\frac{x^\gamma}{(1+x^\alpha)^\beta}dx=\frac{1}{\alpha}B\left(\frac{1+\gamma}{\alpha},\quad\beta-\frac{1+\gamma}{\alpha}\right),$$

其中B是贝塔函数，它与Γ函数有如下关系：

$$B(m_1,m_2)=\frac{\Gamma(m_1)\Gamma(m_2)}{\Gamma(m_1+m_2)}$$

对于I_a，$\alpha=\gamma=2$，$\beta=m+1$，$(1+\gamma)/\alpha=\frac{3}{2}$，

$$\beta-(1+\gamma)/\alpha=m-\frac{1}{2}$$

$$I_a=\frac{1}{2\pi C_i^2}B\left(\frac{3}{2},m-\frac{1}{2}\right)=\frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(m-\frac{1}{2}\right)}{2\pi C_i^2\,\Gamma(m+1)}$$

$$I_a=\frac{(2m-3)!!}{2C_i^2(2m)!!}\tag{A.2.1}$$

式中$(2m-3)!!=(2m-3)(2m-5)\cdots\cdots5\cdot3\cdot1$

$(2m)!!=2m(2m-2)\cdots\cdots6\cdot4\cdot2$。

同样，由(6.1.47)式

$$I_b=\frac{1}{\pi C_i^2}\int_0^\infty\frac{d(\omega\tau)}{[1+(\omega\tau)^2]^{m+1}}=\frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(m+\frac{1}{2}\right)}{2\pi C_i^2\,\Gamma(m+1)}$$

因$\Gamma\left(m+\frac{1}{2}\right)=\left(m-\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(m-\frac{1}{2}\right)=\frac{1}{2}(2m-1)\Gamma\left(m-\frac{1}{2}\right)$，$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)=2\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)$，

$$I_b=\frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(m-\frac{1}{2}\right)}{2\pi C_i^2\,\Gamma(m+1)}(2m-1)=(2m-1)I_a\tag{A.2.2}$$

当时间常数τ满足（6.1.48）式时信噪比最高，最佳时间常数

$$\tau=\tau_{opt}=\sqrt{\frac{I_o}{I_t}}\tau_c=\frac{\tau_c}{\sqrt{2m-1}} \tag{A.2.3}$$

$\tau_c=a/b$。输出信号幅度V_M已由（6.4.4b）式确定。代入（6.1.51）式，其中$h_{\Sigma M}=V_M/Q=\frac{m^m}{C_f m!e^m}$，信噪比劣值系数

$$F=\frac{\eta_\infty}{\eta_{opt}}=\frac{m!e^m}{m^m}\cdot(2m-1)^{\frac{1}{4}}\left[\frac{(2m-3)!!}{2(2m)!!}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{A.2.4}$$

考虑$1/f$噪声，CR-$(RC)^m$电路输入$1/f$噪声电压的功率谱密度$s_i(\omega)=c^2/\omega$，输出噪声的均方值为

$$V_n^2=\int_0^\infty\frac{c^2}{\omega}|H(\omega)|^2d\omega=\int_0^\infty\frac{c^2\omega\tau}{[1+(\omega\tau)^2]^{m+1}}d(\omega\tau)=\frac{c^2}{2m}$$

由公式（5.2.28）和（5.2.23），$c^2=c_i^2/C_f^2=A_fC_\Sigma^2/C_f^2$，设相应于$1/f$噪声的信噪比为$\eta_c$，则

$$\frac{1}{\eta_c}=\frac{V_n}{V_M}=\frac{C_\Sigma m!e^m}{Qm^m}\sqrt{\frac{A_f}{2m}} \tag{A.2.5}$$

令$m=1$，2，3，4和∞，算出以$C_\Sigma\sqrt{A_f}/Q$为单位的$1/\eta_c$分别为1.922，1.847，1.822，1.810和1.773。

前　言

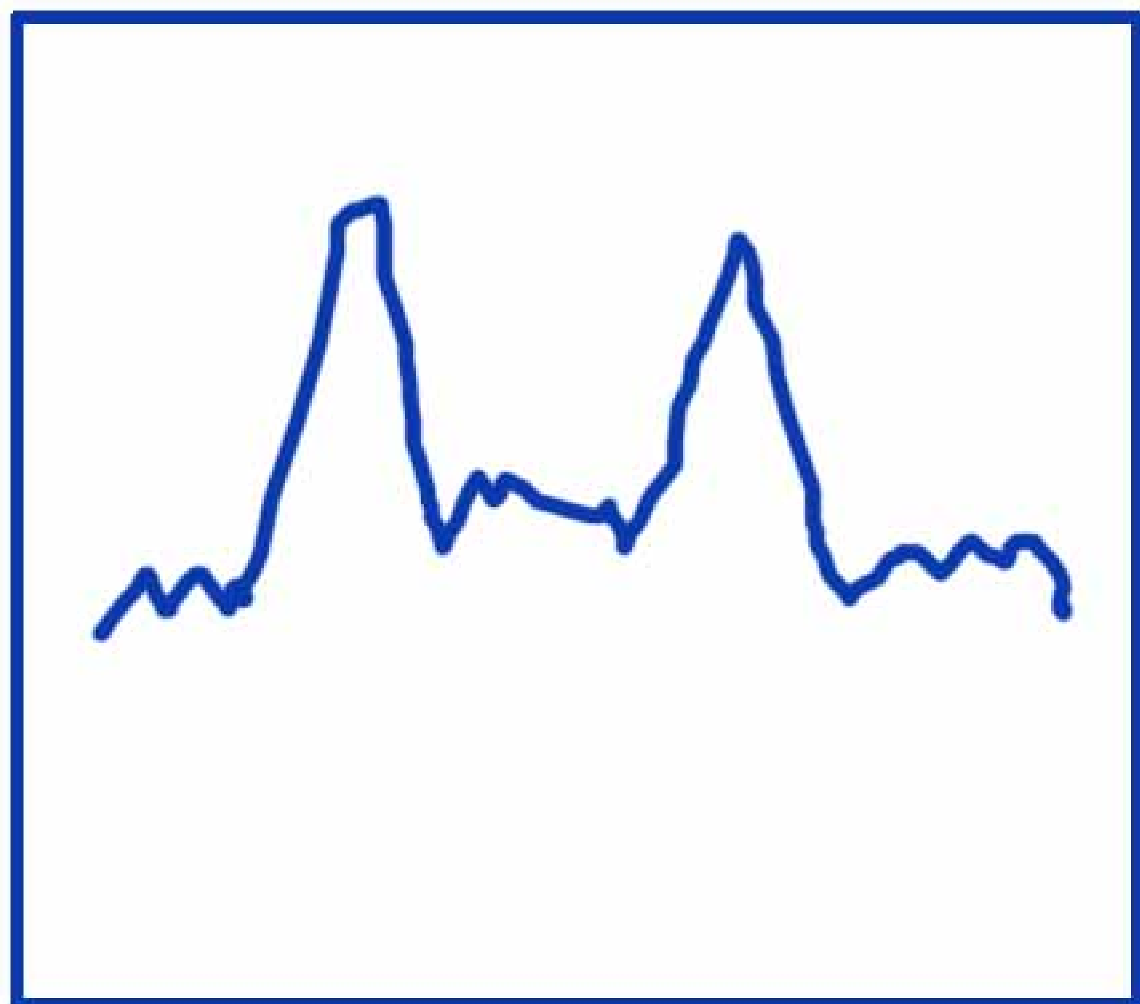
本书是《核电子学》下册。

本书由北京原子能研究所许廷宝同志、王秉湖同志、北京高能物理研究所方澄同志、戴贵亮同志和北京核仪器厂郑溥堂同志审阅，由王敬欣同志绘图，作者在此一并致谢。

限于我们的水平和经验，本书可能有不少缺点和错误，恳请同志们批评指正。

编　者

1984年1月



核电子学

（上 下册）

王经瑾 等著

原子能出版社

本书主要符号说明

1. 主要下标

D——探测器、二极管
d——场效应晶体管漏极
g——场效应晶体管栅极
i(或1)——输入
l——负载
M——最大值
n——噪声、探测器中的电子
o——输出
opt——最佳值
p——正离子或空穴
s——散粒噪声、场效应晶体管源极
T——热噪声

2. 本书主要符号

A——放大器、电压比较器、放大倍数、安(电流单位)、正比计数管气体放大倍数、面积
a^2——电荷灵敏前置放大器输出电压噪声中的 a 噪声功率谱密度
ADC——模数变换、模数变换器
ATC——幅度时间变换、幅度时间变换器
$a_i^2\omega^2$——前置放大器输入端并联电流噪声中的 a 噪声功率谱密度
B——贝塔函数、磁感应强度值、本底计数
b_i^2——前置放大器输入端并联电流噪声中的 b 噪声功率谱密度
BLR——基线恢复器
b^2/ω^2——电荷灵敏前置放大器输出电压噪声中的 b 噪声功率谱密度
C——电容器、电容量
C_f——反馈电容
C_{1f}——电荷灵敏前置放大器动态输入电容
C_{2f}——电荷灵敏前置放大器输入端冷电容
CAMAC——一种标准化的插件式仪器与数字接口系统(通常看作英文“计算机自动测量和控制”字头的缩写)
CFD——恒比甄别器
CP——时钟脉冲
CPU——中央处理单元
CR——CR微分电路或CR耦合电路
CRT——阴极射线管

D——甄别器、D触发器、探测器、二极管

D_B——弹道亏损

D_Z——过零甄别器

DAC——数模变换、数模变换器

DL——延迟线

DMA——直接存储器存取

DNL——微分非线性

E——能量、直流电动势、电场强度值

e——电子、电子电荷量、交流电动势

ENC——等效噪声电荷

ENE——等效噪声能量

F——法诺因子、法（电容量单位）、滤波成形电路的信噪比劣值系数

f——频率、函数、定时电路的触发比

$\mathscr{F}$——富氏变换算符

$\mathscr{F}^{-1}$——富氏反变换算符

$\mathrm{F}(s)$——函数$f(t)$的拉氏变换象函数

$\mathrm{F}(\omega)$、$\mathrm{F}(j\omega)$——函数$f(t)$的富氏变换象函数

FWHM——半高宽

FWHM_E——用能量表示的半高宽

FWHM_T——用时间表示的半高宽

FWTM——十分之一高宽

G——门电路、千兆(10^9)、跨导放大器

g_m——场效应管共源极小信号低频跨导

H——亨(电感量单位)、道宽、磁场强度值

$\mathrm{H}(s)$——复频域传递函数

$\mathrm{H}(\omega)$、$\mathrm{H}(j\omega)$——频率响应

$h(t)$——时不变线性系统的冲击响应

I——直流电流、电流平均值、电流稳态值、积分常数、电流脉冲信号幅度

i——电流信号

INL——积分非线性

I/O——输入/输出

K——常数、绝对温度单位

k——常数、玻尔兹曼常数

L——电感线圈、电感量、相对计数损失

$\mathscr{L}$——拉氏变换算符

$\mathscr{L}^{-1}$——拉氏反变换算符

LG——线性门

M——兆(10^6)、光电倍增管倍增系数、过载倍数、存储器、存储器最大字数(道数)

MCA——多道分析器

MCS——多定标器

m_{os}——数字偏置

N——计数、电子-离子对数、电子-空穴对数

n——10^{-9}、计数率(n或$\bar{n}$)、每道计数

NIM——核子仪器插件国际标准

P——功率、比值、极点、气体探测器充气压力、概率、概率密度函数

p——微微(10^{-12})、模数变换器变换系数

PHA——脉冲幅度分析器

Q——电荷量、电流冲击信号的冲击强度、触发器Q输出端

R——电阻器、电阻值、分辨率、读、触发器清零端

r——动态电阻

$R(\tau)$——自相关函数

RAM——随机存取存储器

RC——时间常数、RC积分电路

ROM——只读存储器

R/W——读/写

s——秒(时间单位)、复频率变量

$S(\omega)$——功率谱密度函数 $(-\infty<\omega<\infty)$

$s(\omega)$——单边功率谱密度函数$(0<\omega<\infty)$

SCA——单道分析器

T——时间、周期、晶体管、温度

TAC——时间幅度变换

t——时间

t_D——探测器电流脉冲宽度

t_F——信号从最大值开始至尾部衰减到定义零的复零时间

t_M——达峰时间、测量时间

t_R——上升时间（从最大值的10%到90%）

$t_W(1\%)$——信号从输入开始至尾部衰减到定义零（最大值的1%）的宽度

TD——隧道二极管

TDC——时间数字变换、时间数字变换器

$u(t)$——单位阶跃函数（在第一章里表示电压信号）

V——直流电压、电压平均值、电压稳态值、伏(电压单位)、电压脉冲幅度

v——速度、电压信号

V_M——电压脉冲幅度

V_n^2——噪声电压均方值

V_{os}——模拟偏置

V_T——甄别阈

$\overline{W}$——探测器的平均电离能

Z——阻抗、零

Z_0——电缆或延迟线的特性阻抗

ZD——稳压管

ε——模拟信号的定义零、介电常数

η——信号噪声比

θ——探测器的能量-电荷转换系数、相位角

μ——微(10^{-6})、载流子迁移率

σ——标准偏差或均方根偏差

τ——时间常数、时间变量、分辨时间

τ_c——前置放大器的噪声转角时间

τ_d——延迟时间

ω_c——前置放大器的噪声转角频率

*——复共轭、卷积分、补充内容

目 录

第九章　幅度信息的甄别

第一节　脉冲幅度甄别器

9.1.1　概　　述

脉冲幅度甄别器（简称甄别器）的功能是：当输入信号的幅度低于某一给定值时，没有输出信号；而超过这一给定值时，就输出一个一定幅度的信号（图 9-1-1）。上述给定值称为甄别器的甄别阈或阈值 V_T，输入或输出信号可以是电压脉冲也可以是电流脉冲。输出脉冲除了幅度一定以外，波形也往往是一定的。甄别阈的定义通常是对足够宽的输入信号而言的。当输入信号过窄时，即使其幅度到达甄别阈，输出脉冲也只能上升到不大的数值，因而不能作为信息被后级记录下来。这个问题以后还要做进一步的讨论。

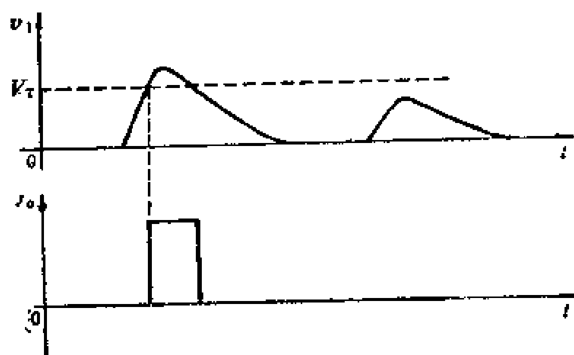


图9-1-1　表示脉冲幅度甄别器功能的输入和输出波形

利用上述特性，甄别器可用来甄别掉幅度小于甄别阈的信号、干扰和噪声。两个不同阈值（V_{T_1} 和 V_{T_2}，$V_{T_2}>V_{T_1}$）的甄别器可组成本章第二节所说的单道脉冲幅度分析器，它可以从输入信号中筛选出幅度大于 V_{T_1} 而小于 V_{T_2} 的那些信号，从而实现对射线能量范围的选择。

快速甄别器能判别信号的输入时间，从而得到物理事件的时间信息，广泛地用于测量核事件的时间信息和位置信息（详见第十章）。

在核电子仪器中通常用施密特（Schmitt）电路作为脉冲幅度甄别器，晶体管、隧道二极管、线性集成电路或数字集成电路等器件可以构成性能各异的施密特甄别器。由图 9-1-1 可知，施密特电路输出脉冲的宽度与输入信号在甄别阈附近的宽度大致相当，不像单稳态电路那样要经过一段准稳态时间才能复位，适于甄别计数率较高的序列脉冲。

9.1.2　幅度甄别器的工作原理

幅度甄别器通常由带正反馈的电压比较器组成，其工作原理在基础核电子学书籍中已有详细说明[1][2]。本书从幅度甄别器的一般工作原理出发着重分析甄别核辐射信息时遇到的几个主要问题。图 9-1-2(a) 是幅度甄别器的原理电路。电压比较器 A 对输入端 1 的开环电压增益为 $-A$，输出端高低电平分别为 V_{oH} 和 V_{oL}，通常为 TTL 电平（如电压比较器 BG307）或 ECL电平（如 AM685）。输出线性范围为 $V_{oM}=V_{oH}-V_{oL}$，输入端 1、2 之间的线性范围 $V_{iM}=V_{oM}/A$。线路中正反馈系数 $F=R_1/(R_1+R_2)$。设静态时参考电压

[1]　周志成编著，核电子学基础，下册，第65页，原子能出版社，1980年。

[2]　清华大学工程物理系编著，射线仪器电子学，下册，第92页，原子能出版社，1978年。

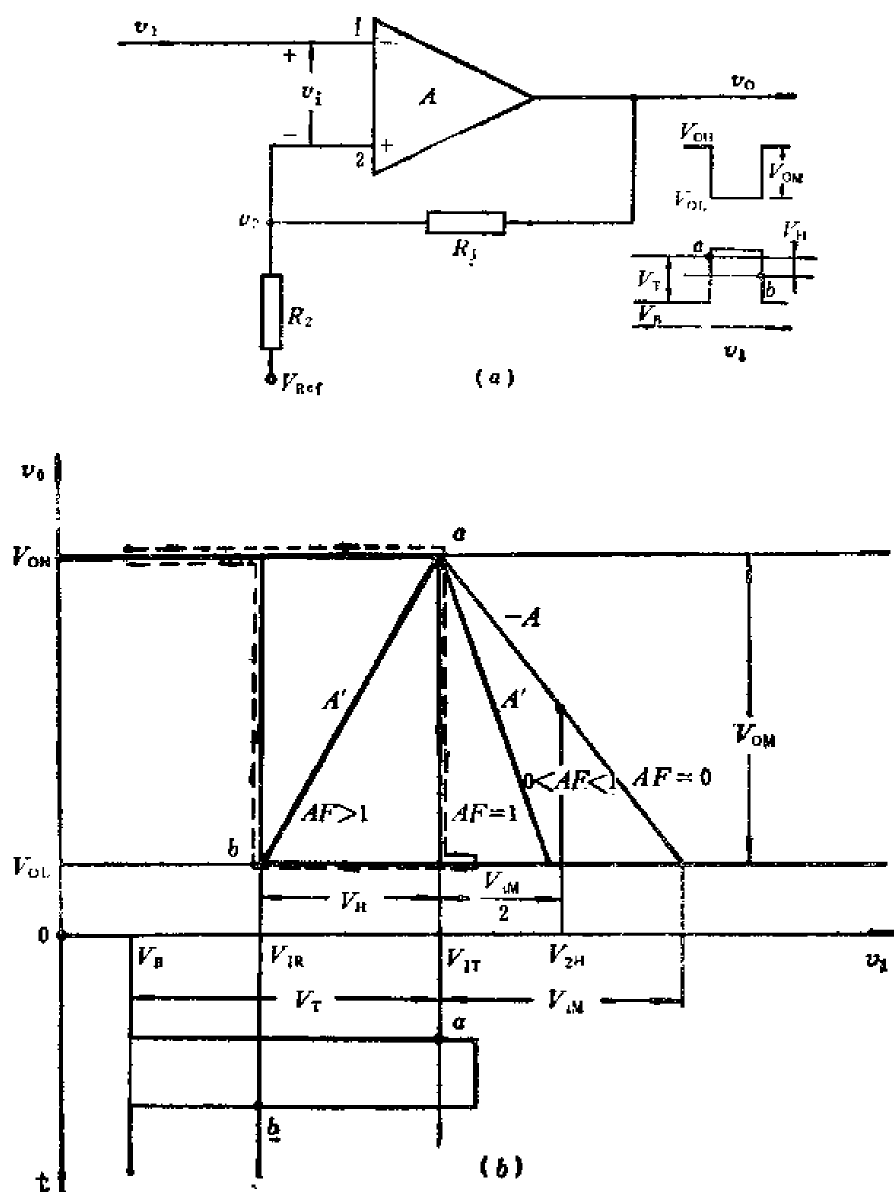


图9-1-2 幅度甄别器及其幅度特性
(a) 幅度甄别器原理图
(b) 幅度甄别器的幅度特性

V_{Ref} 处于比较高的电位，而输入信号 v_1 比它低得多。比较器处于输入端1被截止的状态。输出电压$v_o=V_{oH}$，此时 v_2 的静态电平为

$$V_{2H}=V_{oH}\frac{R_2}{R_1+R_2}+V_{Ref}\frac{R_1}{R_1+R_2} \tag{9.1.1}$$

如果此电压比较器在 $v_1=v_2$ 时正处于输入线性范围的中点，则 v_1 增大到 $V_{2H}-V_{iM}/2$时电压比较器进入线性区，此电位称为触发电位 V_{1T}

$$V_{1T}=V_{2H}-\frac{V_{1M}}{2} \tag{9.1.2}$$

如果线路中没有正反馈($F=0$)，v_1 超过 V_{1T}后输出电位 v_o 随之下降的斜率为$-A$，幅度特性如图 9-1-2(b)中标有$AF=0$ 的实线所示。v_1 增加到超过输入线性范围后，

$v_o=V_{oL}$。

在线路中存在正反馈时，工作在线性区的闭环增益 A 可由下面两个电压增量的线路方程求出：

$$\begin{cases}\Delta V_o=-A(\Delta V_1-\Delta V_2) & (9.1.3a)\\ \Delta V_2=F\Delta V_o & (9.1.3b)\end{cases}$$

(9.1.3a)式表示电压比较器 A 的放大特性，(9.1.3b)式表示线路的反馈特性。在 A 处于线性工作范围内时，上两式同时成立，闭环增益为

$$A'=\frac{\Delta V_o}{\Delta V_1}=-\frac{A}{1-AF} \qquad (9.1.4)$$

在 $0<AF<1$时，$|A'|>|-A|$，但 $|A'|$ 为有限值。幅度特性如图 9-1-2(b) 中标有 $0<AF<1$的实线所示。如果$AF=1$，$|A'|\to\infty$，即 v_o 在$v_1=V_{1T}$ 时有跳变，如图中标有$AF=1$的实线所示。当$AF>1$时，A'又为有限值但改变符号，幅度特性如图中粗实线所示。此特性似乎费解，但它是由(9.1.3)方程组得出的正确结果。其物理意义可解释如下：在$AF=1$时，只要$v_1=V_{1T}$从而进入放大器线性区，即使$\Delta V_1=0$，输出线性范围内的任何ΔV_o都可满足方程组(9.1.3)。这是因为输出端任一ΔV_o的存在要求输入端 1、2 之间有电压变化$-\Delta V_o/A$，而输出端之ΔV_o反馈到输入端 2 为$F\Delta V_o$，相当于使1、2 两端间电压变化$-F\Delta V_o$，在$A=1/F$时，反馈电压正好满足上述要求。所以在 $AF=1$ 时，$v_1=V_{1T}$ 处 v_o 可取V_{oH} 到V_{oL} 间任何值，幅度特性为一陡直线段。在$F>1/A$ 时，$A'>0$。反馈电压大于维持 ΔV_o所需的输入电压变化，如要满足(9.1.3)方程组，只有同时使 v_1 减小才有可能。所以 $AF>1$时的幅度特性成为向左倾斜的线段，如图 9-1-2(b) 中的粗实线ab 所示。实际上，v_1 增长到V_{1T} 后不能随正反馈过程而自动减小，输出电压只有一直下跳到V_{oL}。所以，$AF>1$时的实际幅度特性是：在 v_1 由小增大到V_{1T}时，v_o由V_{oH} 下跳到 V_{oL}，v_1 再增大，v_o 恒为 V_{oL}。如 v_1 向小变化，则要沿图中的粗实线回到 b 点，即v_1 回到V_{1R}才能返回到线性区，靠正反馈使 v_o 上跳到V_{oH}。这一特性说明，v_1 上升时在 V_{1T} 触发甄别器，下降时却要到 V_{1R} 才能使甄别器复位。这一电压差别称为回差[1]

$$V_H=V_{1T}-V_{1R} \qquad (9.1.5)$$

存在回差是任何正反馈深度大于 1 的触发电路的共同特性。由图9-1-2(b)可知

$$V_H=-\frac{V_{oM}}{A'}=\frac{V_{oM}}{A}(AF-1)=V_{oM}\left(F-\frac{1}{A}\right) \qquad (9.1.6)$$

上式的意义可由图 9-1-2 看出。在 v_1 达到 V_{1T} 后，甄别器从 1 端被截止的状态进入线性区，由于正反馈而使图 9-1-2(a) 的输出端电位下降 V_{oM}，反馈到输入端 2 的电压变化量为FV_{oM}。但是 v_1 线性区的大小只有V_{oM}/A，在$F>1/A$时，反馈电压将使放大器进入2端被截止的状态。截止的深度为 $FV_{oM}-V_{oM}/A=V_H$。所以，要使甄别器复位，v_1 需从V_{1T} 下降到 V_H 使增益A返回线性区，v_1 的下降才可引起正反馈过程，而输出电压由 V_{oL} 跳回 V_{oH}。由此可知，产生回差的根本原因是正反馈深度大于 1 。回差的具体数值则与 V_{oM}、A和F有关。关于回差对甄别器工作特性的影响在 9.1.4节再讨论。

甄别器用于甄别脉冲信号时，通常把刚能使甄别器触发的幅度定义为甄别阈。在甄别基线电平为 V_B 的正脉冲信号时，甄别阈为

1) 回差，又称滞后：Hysteresis

$$V_T=V_{1T}-V_B=V_{2H}-\frac{V_{iM}}{2}-V_B$$

$$=V_{oH}\frac{R_2}{R_1+R_2}+V_{Ref}\frac{R_1}{R_1+R_2}-\frac{V_{iM}}{2}-V_B \tag{9.1.7}$$

调节 V_{Ref} 或 V_B 都可调节甄别阈。通常 $V_{iM}/2$ 很小，可以忽略。

如果输入端 1 的基线电平 V_B 高于 V_{1T}，则甄别器用于甄别负脉冲，相应的甄别阈为

$$V_T'=V_B-V_{1R}=V_B-\left(V_{2L}-\frac{V_{iM}}{2}\right)$$

$$=V_B-V_{oL}\frac{R_2}{R_1+R_2}-V_{Ref}\frac{R_1}{R_1+R_2}+\frac{V_{iM}}{2}$$

在图 9-1-2(b) 下方，画出了基线电平为 V_B 的矩形正脉冲触发甄别器的情况。它在 a 点达到甄别阈而使甄别器触发，在 b 点使甄别器复位。v_o 的变化过程如幅度特性上的虚线所示。

9.1.3 幅度甄别器的触发过程

上面分析甄别器的工作原理时，都没有考虑到具体的触发过程。实际上由于分布电容的存在和放大器频带有限，触发和翻转是有一定过渡过程的。这一过程将影响窄脉冲幅度的甄别精度，还使输出信号延迟，增加时间信息的测量误差。

为了便于分析，以图 9-1-3(a) 表示甄别器。它由一级直流负载为 R 的理想跨导放大器和输出电压跟随器构成。前者的跨导为 G，输出最大电流为 I_M，最小电流为 0 。后者的电压增益为 1 。此系统的低频开环增益为

$$A=GR \tag{9.1.8}$$

输出最高电平 $V_{oH}=I_MR$，最低电平 $V_{oL}=0$，输出幅度 $V_{oM}=I_MR$。分布电容或晶体管高频特性的影响可用 RC 积分电路表示，图中仅考虑一个起主要作用的 RC 积分电路。

1. 输入阶跃电压时的触发过程

如图 9-1-3(b)，设输入阶跃电压的幅度 V_1 稍大于甄别阈，超过甄别阈的部分称为超阈电压 V_{ST}

$$V_{ST}=V_1-V_T \tag{9.1.9}$$

显然，电路仅对超阈电压有放大作用，因此 $V_{ST}u(t)$ 是放大器的等效输入电压，$u(t)$ 是单位阶跃电压。跨导放大器输入端 1、2 间的差分电压 v_i 画于图 9-1-3(c)。无斜线区为输入线性范围。我们利用在负反馈放大器中已经得到的结果来求甄别器输出波形。如果此系统是负反馈（例如将 F 改为负值），输出电压的表达式

$$v_o=-\frac{AV_{ST}}{1+AF}\left[1-e^{-\frac{t}{RC/(1+AF)}}\right]u(t)$$

现在是正反馈，只须将上式中的 F 换为 $-F$。图 9-1-3(a)的输出电压 v_o 相对于高电平 V_{oH} 的变化量为

$$\Delta V_o=-\frac{AV_{ST}}{AF-1}\left(e^{t/\tau'}-1\right)u(t) \tag{9.1.10}$$

其中 $\tau'=RC/(AF-1)$。ΔV_o 反馈到输入端 2 引起的电压变化为

$$\Delta V_2=F\Delta V_o=-\frac{AF}{AF-1}V_{ST}(e^{t/\tau'}-1)u(t) \qquad (9.1.11a)$$

跨导放大器两输入端的差分电压

$$v_i=V_{ST}-F\Delta V_o-\frac{V_{iM}}{2} \qquad (9.1.11b)$$

$V_{ST}=0$ 时 $v_i=-V_{iM}/2$，如图9-1-3(c)所示。应当注意，(9.1.10)和(9.1.11a)两式只有在$v_i\leqslant V_{iM}/2$，即$V_{ST}-F\Delta V_o\leqslant V_{iM}$时才适用；超出此范围跨导放大器将进入非线性区。

在图9-1-4(a)上画出了两输入端的差分电压v_i(图中以v_i/V_{iM}表示)，粗线部分表示(9.1.11a)式适用时的曲线(画此图时设$AF=3$)。图9-1-4(b)是v_o曲线，粗线部分由(9.1.10)式决定。当$v_i>V_{iM}/2$后，跨导放大器G进入非线性区，输出电流为零，并联RC电路上的电压随后指数下降到零。图9-1-4上的细曲线，就是C通过R放电的结果。用粗线表示的历程，我们称之为触发过程或翻转过程，细线部分则为稳定过程。V_{ST}越小，翻转过程越长。在$V_{ST}>V_{iM}$时，

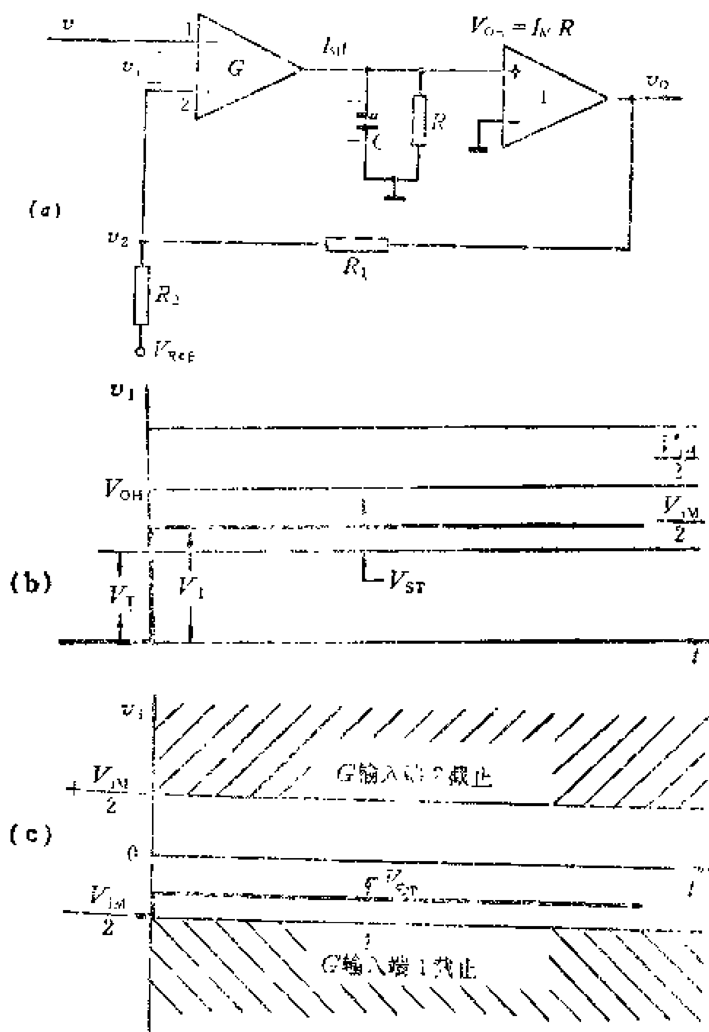


图9-1-3 计算甄别器触发过程的等效电路
(a)等效电路，(b)输入电压，(c)两输入端的差分电压

信号一旦输入就使放大器G进入非线性状态，输出电流瞬即为零，v_o只是简单的指数衰减函数，正反馈过程实际不起作用。但是，作为幅度甄别器，要求信号刚超过甄别阈，线路就靠正反馈从一个状态翻转到另一个状态。由上述分析可知，在V_{ST}很小时这一翻转过程要经历很长时间。如果输入信号为宽度很窄的矩形脉冲，在V_{ST}很小时，可能v_o下降很少放大器G就被复位，输出脉冲幅度很小。图9-1-4(b)中以虚线画出了在信号宽度$t_w=3\tau'$和$V_{ST}=V_{iM}/100$时的v_o。如果后续电路的门槛电平为V_G，上例输出信号就不能启动后续电路，就好象输入信号未超过甄别阈一样。由图9-1-4可以看出，在输入信号宽度为$3\tau'$时，要使甄别器的输出电压幅度超过所设的V_G，超阈电压的最小值$V_{ST\,min}$大约为$V_{iM}/8$。信号宽度t_w越小，所需最小超阈电压V_{STmin}越大。$V_{ST\,min}$和t_w的关系大致画于图9-1-5。因此，在信号宽度有限时，实际甄别阈都高于(9.1.7)式决定的数值。实际甄别阈

$$V_{TA}=V_T+V_{ST\,min} \qquad (9.1.12)$$

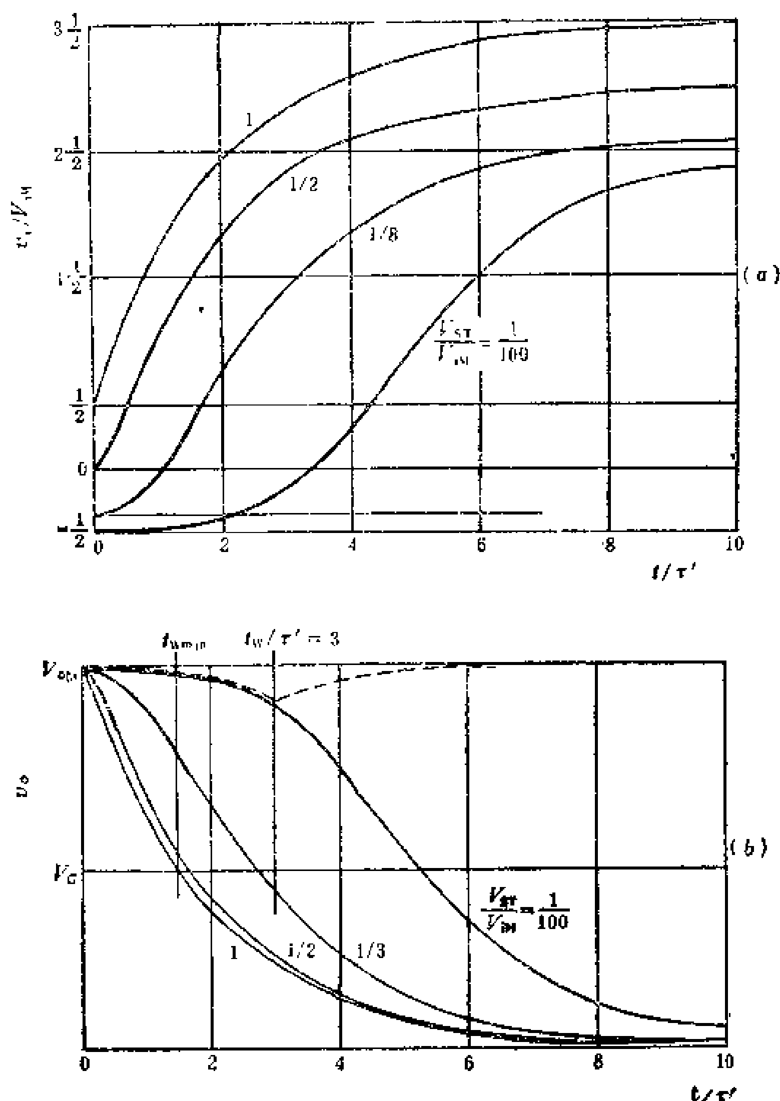


图9-1-4 甄别器的触发过程和翻转过程（设$AF=3$）
(a) 输入端的差分电压(v_i)波形，(b) 输出电压（v_o）波形

当超阈电压$V_{ST}>V_{iM}$后，v_o为图 9-1-4(b) 最左边的曲线。所以，t_w小到一定程度后，不管信号幅度多大，甄别器都不能产生超过V_G的输出信号。这个可甄别信号的最小宽度$t_{w\,\min}$在图9-1-4(b) 的实例中大约为$1.5\tau'$。一般甄别器的RC时间常数约为10ns级，在$AF=3$时$\tau'\approx5$ns。因此一般甄别器难以用来甄别宽度小于10ns 的脉冲。就是对宽度稍大一些的脉冲，$V_{ST\min}$也可能较大，而$V_{ST\,\min}$又和放大器开环增益以及分布电容等参数有关，V_{TA}不稳定。实际上，由于放大器的增益在线性区内并非常数，在线性区边缘增益通常较小，v_o波形的前沿比图9-1-4(b) 还要慢得多。所以除特殊设计的快甄别器外，一般甄别器只适于甄别宽度为 100ns 量级以上的脉冲。

对于非矩形输入信号，计算$V_{ST\,\min}$比较复杂，但可根据上述分析结果进行粗略估算。

2. 输入线性增长电压时的触发过程

当甄别器用于甄别信号前沿超过甄别阈的时刻，可以将前沿简化为线性增长电压来分析触发过程。我们知道，直线增长电压是阶跃电压的积分。设超阈的阶跃电压为

$$v'_{ST}=V_{ST}\,u(t)$$

经图 9-1-6(b) 的积分电路积分后为

$$v_{ST}=\int_0^t \frac{v'_{ST}}{R_I C_I}\,dt$$

$$=\frac{V_{ST}}{R_I C_I}\,tu(t)$$

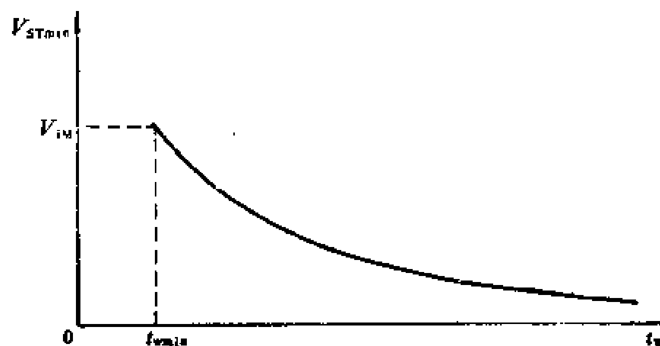


图9-1-5 不同输入信号宽度(t_w)时所需的超阈电压($V_{ST\min}$)

令 $a=\dfrac{V_{ST}}{R_IC_I}$，则 $v_{ST}=at\,u(t)$。所以，当斜率为 a 的线性增长电压触发甄别器时［图9-1-6(a)］，可看作是幅值为 V_{ST} 的阶跃电压经过图 9-1-6(b)

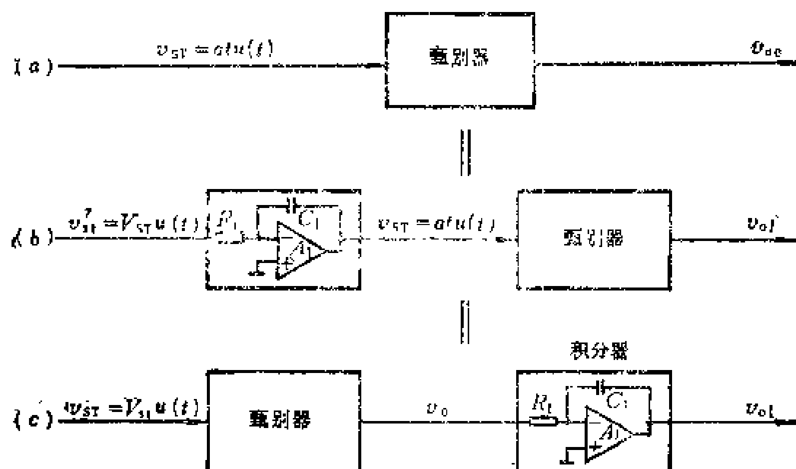


图9-1-6　线性增长电压触发甄别器的等效电路 $\left(\text{图中 } a=\dfrac{V_{ST}}{R_IC_I}\right)$

的积分器后再触发甄别器。第二章曾经指出，时不变线性系统内交换各串接单元的前后位置，输出波形不变。因此，在分析甄别器线性区内的触发过程时，图 9-1-6 中图 (c) 与图 (b)等效，因而也与图 (a) 等效。这样图9-1-6(a)的输出电压 v_{oI} 的变化量 ΔV_{oI} 就是 (9.1.10)式中 ΔV_o 的积分

$$\Delta V_{oI}=-\frac{a\tau' A}{AF-1}\left(e^{t/\tau'}-\frac{t}{\tau'}-1\right)u(t) \tag{9.1.13}$$

反馈到输入端 2 为 $F\Delta V_{oI}$

$$F\Delta V_{oI}=-a\tau'\frac{AF}{AF-1}\left(e^{t/\tau'}-\frac{t}{\tau'}-1\right)u(t) \tag{9.1.14}$$

v_{oI} 和两输入端差分电压 $v_{iI}=at-F\Delta V_{oI}-V_{iM}/2$ 画于图9-1-7（仍设$AF=3$）。与图9-1-4一样，上两式仅在 $v_{iI}\leqslant V_{iM}/2$ 时才是适用的。$v_{iI}>V_{iM}/2$后，放大器 G 进入非线性状态，v_{oI} 和 v_{iI} 的曲线形状都由电容 C 通过电阻 R 的放电规律决定。

由图 9-1-7(a)可知，在 $a=0.005V_{iM}/\tau'$时 v_{iI} 起初增长甚慢，但在 $t=4\tau'$ 附近增长加快，比没有正反馈时（如相应的虚线所示）快得多。在 $a=2V_{iM}/\tau'$ 时，v_{iI} 增长较快，但比无正反馈时快不了多少。所以，用于甄别快速前沿信号到达时间的电压比较器，有时不加正反馈。由图 9-1-7 还可知，甄别器输出信号相对于输入信号到达甄别阈的时刻总有一定延迟。信号前沿斜率越小，延迟越大。在信号前沿陡直时，此延迟仍决定于电容 C 上电压的放电时间常数 RC。所以，要想从甄别器输出信号精确测定输入信号到达甄别阈的时刻，既要求信号通过甄别阈时的斜率大，又要求甄别器的时间常数 RC 小，AF 大。

9.1.4　幅度甄别器的主要特性

1.　最小和最大甄别阈

由图 9-1-2(b) 可知，甄别阈 V_T 不能调到小于回差 V_H。如果增加 V_B 使 $V_T<V_H$，

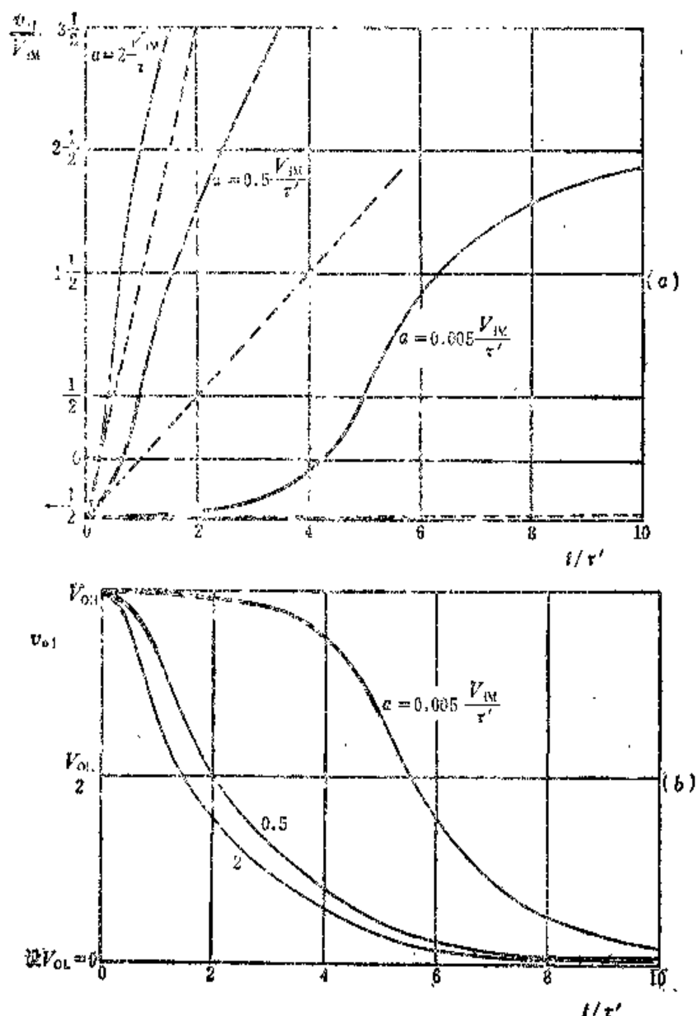


图9-1-7 线性增长电压触发甄别器的触发过程（设$AF=3$）
(a) 输入端的差分电压波形 v_{i1}（虚线表示无反馈时的v_{i1}，即v_1的增长速度），(b) 输出电压波形v_{o1}

信号虽可能触发甄别器却不能使之复位。也就是说，第一个输入信号触发甄别器而使v_o由V_{oH}下跳到V_{oL}后，甄别器就一直处于这个状态。因此，甄别器所能甄别的最小脉冲幅度等于回差V_H[1)]

$$V_{T\min}=V_H \qquad (9.1.15)$$

要使甄别器灵敏，就要减小回差；由(9.1.6)式可知，应减小反馈深度AF和增大A。但是AF小时τ'增大，触发过程变慢。为了增大A，在图9-1-3中就要使用大跨导的跨导放大器，在跨导G有一定限制时要增大电阻R，或增加放大器级数，这又使τ'增大。所以在减小回差时要考虑到对触发速度的影响。一般电压比较器$V_{oM}\approx 5$V，$A\approx 1000$，在$AF=3$时回差约10mV。

另一方面，回差太小又有不利之处。如果信号峰顶有振荡和其它噪声或干扰，并且其幅度范围大于回差电压V_H时(图9-1-8)，信号顶部的这些电压起伏可能引起甄别器多次触发，产生假信号输出。所以，一定大小的回差又是必需的。

在原理上最大甄别阈是没有限制的，但在实际上它决定于器件的容许电压，主要是电压比较器两输入端允许的最大差模电压。

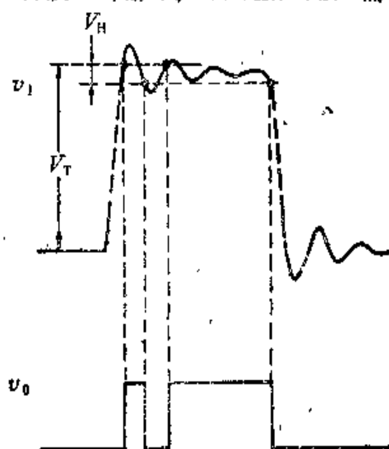


图9-1-8 回差过小时，甄别器被信号峰顶的振荡多次触发的情况

2. **甄别阈的稳定度**

由甄别阈的表示式(9.1.7)可知，甄别阈的稳定度受多种参数的影响。电阻R_1、R_2和参考电压V_{Ref}的稳定性较好，好的电压比较器V_{iM}也比较稳定，主要的不稳定因素是V_{oH}和信号源基线电平V_B。另外，电压比较器的输入失调电压和失调电流的温度系数对甄别阈稳定度也有影响。综合这些因素，甄别阈的温度

1) 若另加复位信号，可使甄别阈小于回差。

系数通常为 0.1－1 mV/℃ 量级。当然这是对甄别宽脉冲而言的稳定度，在信号宽度比较窄时，还要考虑 $V_{ST\,min}$ 的稳定性问题。输入端和反馈回路采用交流耦合可以避免信号源基线电平和输出端电平对甄别阈的影响（图9-1-9）。忽略比较器输入端偏流在 R 和 R_2 上的压降时，这种甄别器的甄别阈为

$$V_T = V_{Ref} - \frac{V_{iM}}{2} \tag{9.1.16}$$

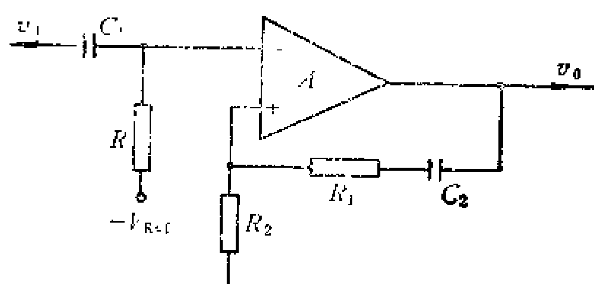


图9-1-9　交流耦合甄别器

但是交流耦合电路有计数率漂移问题，不适于在高计数率下工作。另外，也不能用来甄别宽度比耦合电路时间常数大的脉冲。

3．　阈值涨落

对理想甄别器而言，当输入脉冲幅度超过阈值时就输出一个脉冲，否则就无输出，即输出脉冲计数率与输入脉冲幅度的关系曲线应在阈值处发生突变。实际上，由于噪声等随机因素的影响这一曲线总存在一个渐变的过渡区，如图 9-1-10 所示，因此不存在确定的阈值。甄别器的这种特性称为阈值涨落或触发不确定性[1]。通常定义输出脉冲计数率等于50％输入脉冲计数率时输入脉冲的幅度值为阈值，而以输出计数率从10％到90％所对应的输入幅度之差表示涨落的大小。甄别器的阈值涨落应当够小，这样才能精确并方便地读取阈值。阈值涨落一般为零点几毫伏。

4．　最小信号宽度

图9-1-5 给出了能触发甄别器的最小信号宽度 $t_{W\,min}$。实际上，为了能正常甄别，要求最小超阈电压$V_{ST\,min}$ 足够小，以保证甄别阈的稳定度满足技术指标。能满足阈稳定度指标的最小信号宽度通常比 $t_{W\,min}$ 大很多倍，一般的甄别器大约在100ns量级以上。

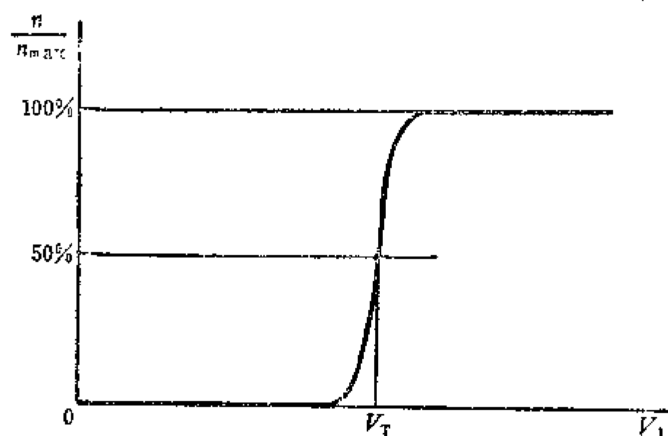


图9-1-10　甄别器输出脉冲计数率（相对值）与输入脉冲幅度的关系曲线

5．　最高工作频率

图 9-1-4、7 画出了甄别器的触发过程。甄别器在复位时同样有一段过渡过程，这使得甄别器的最高工作频率受到限制。有的电压比较器由于内部线路的原因，输出电压正跳变和负跳变的过渡过程不同。例如 BG307C，在 $V_{ST} > V_{iM}$ 时，输出电压负跳变时的过渡过程约几十ns，正跳变时长达几百ns。这就使得其最高工作频率不超过几兆赫。AM685要快一个量级。为了精确地说明电路性能，在确定最高工作频率时，最好同时给出所用的超阈电压值。

甄别器用于甄别随机信号时，还常用双脉冲分辨时间表示其工作速度。双脉冲分辨时

1）　触发不确定性：Trigger uncertainty

间指电路能正常工作时的两相邻输入脉冲前沿之间的最小时间间隔。在测量时，可利用双脉冲信号发生器作为这种信号的信号源。将甄别阈调到等于信号幅度的某一百分比先使双脉冲间隔大到甄别器可以正常工作，然后减小两脉冲间隔，直到第2个脉冲不能产生输出信号；此时的间隔即为甄别器的分辨时间。实际上，在双脉冲间隔大于分辨时间而小于恢复时间时，第2个脉冲虽可正常触发，但阈值未恢复，造成幅度测量误差。所以也有以阈值恢复到一定范围内来定义分辨时间的，但测量方法较费事。

6．甄别阈的线性

甄别阈通常用螺旋电位器调节（参看图9-2-3左上角的RV_3），其刻度指示和实际甄别阈间有一定非线性。一般螺旋电位器本身的线性约0.1%。如果电路加于其可动触点的负载电阻不比螺旋电位器的阻值大得多，负载电阻的旁路作用不能忽略。在触点处于不同位置时，旁路作用的大小不同，也会引起甄别阈度盘刻度和实际甄别阈之间的非线性。所以实际电路中要尽量增大电路加于甄别阈的负载电阻。如图9-2-3中，R的数值(200kΩ)远大于RV_3的阻值(0.5kΩ)。R也不能过大，否则下级输入电流在R上的压降要引入甄别阈的非线性和不稳定性。如设计中避免了这些电路因素，甄别阈度盘刻度和甄别阈实际值之间的线性可达0.1%左右。对于甄别窄脉冲的快甄别器，由于实际甄别阈与信号超阈部分的宽度有关，后者又与信号幅度有关，甄别阈线性通常为千分之几到百分之几。

9.1.5 快甄别器

目前一般甄别器多采用集成电路电压比较器。速度慢的如BG307C，可甄别宽度为100ns以上的脉冲，工作频率可达几兆赫。快的如AM685，可甄别宽度为10ns级的脉冲，工作频率可达几十兆赫。更快的甄别器目前还常用分立元件做成。

1．晶体管快甄别器

图9-1-11是晶体管施密特幅度甄别器电路图[1]。如前所述，为了得到快的过渡特性，电路的积分时间常数要小，反馈深度要大。因此，晶体管T_1、T_2的截止频率要高，集电极负载电阻的阻值要小。集电极负载电阻小时开环增益较小，反馈回路用稳压管耦合并加有旁路电容，$F\approx1$。线路工作于大电流状态，这是在低阻负载上得到足够大的输出幅度所必需的。稳压管工作电压5V，甄别阈约2.5V，回差约1V。设计用于甄别幅度较大的信号。电路的最高工作频率达100 MHz，输出信号上升时间不大于2ns。

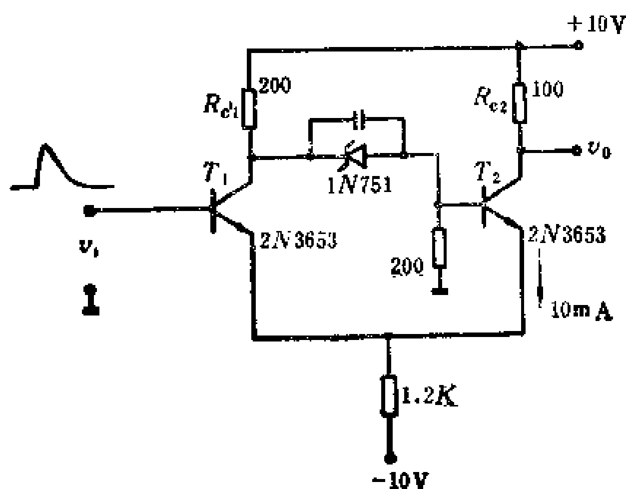


图9-1-11　100MHz晶体管施密特幅度甄别器

2．隧道二极管甄别器

隧道二极管具有负阻特性，可以作为触发器或振荡器的开关器件。隧道二极管开关电

[1] Spephen Kreinik, *Electr. Design.*, Vol. 18, No.15, 106(1970).

路的主要优点是速度快，例如工作频率可在几百MHz以上，开关时间在ns以下。但输出信号幅度小，波形不够理想；元件参数离散性大，稳定性较差。

① 工作原理 图 9-1-12(a) 是隧道二极管施密特幅度甄别器的原理电路。TD 是隧道二极管，电源 E 和电阻 R 为 TD 的直流偏置电路。输入信号由电压源通过串联电阻 r（一般为数十欧姆）和隔直流电容 C_1 送入；TD 的端电压通过隔直流电容 C_2 接至负载 R_L。通常 $E \gg TD$ 的端电压，故 E 和 R 可用恒流源 I_Q 表示。电感 L 表示引线电感和外加小电感（10^{-7} 亨级），此电感在输入信号前、后沿大于 10ns 时，电抗很小，对输入信号电流的影响可略。对隧道二极管电压的迅速跳变，L 则起扼流作用，使输入电流不因 V 的上升而减小，可加速触发过程。

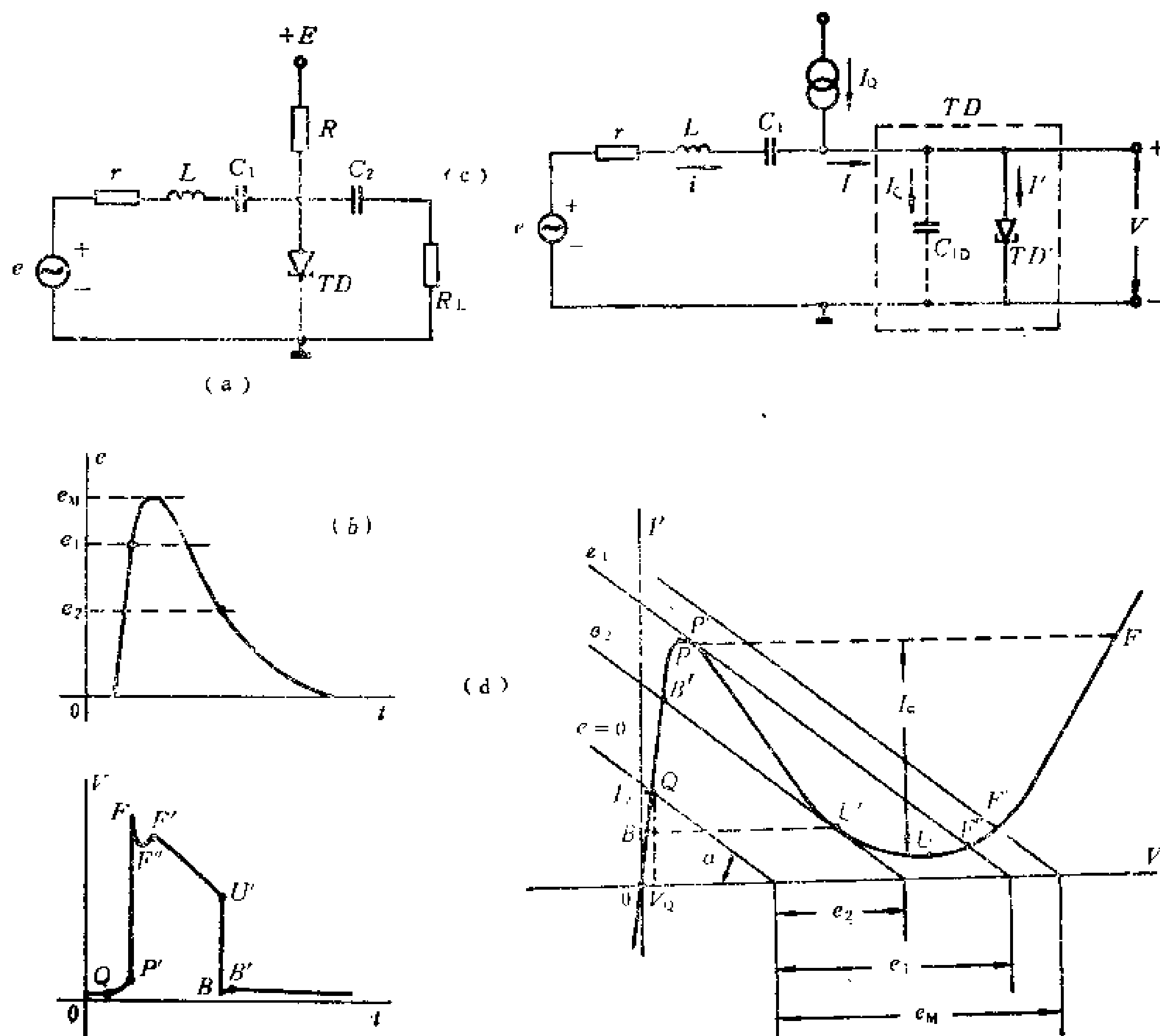


图9-1-12 隧道二极管施密特幅度甄别器

(a) 原理电路，(b) 波形图，(c) 简化等效电路，(d) 工作状态图解

隧道二极管的静态特性曲线如图 9-1-12(d) 中粗实线所示。曲线上的 P 点和 U 点称为峰点和谷点，相应的峰点电压、峰点电流和谷点电压、谷点电流分别用 V_P、I_P 和 V_U、I_U 表示。2BS4 型隧道二极管的上述参数为：$V_P=60$—80mV，$I_P=4.5$mA，$V_U=300$—400mV，$I_P/I_U=6$—9，$C_{TD}<5$pF。

实际的隧道二极管 TD 近似用理想隧道二极管 TD' 和并联电容 C_{TD} 等效。TD' 相当一个寄生电感和结电容都为零的隧道二极管，即其电流-电压的动态特性与静态特性相重合，在图(d)中以 $I'=f(V)$ 表示。下面讨论图(c)电路的工作原理。

设静态时 $I'=I_Q$，$V=V_Q$，特性曲线上的 Q 点为直流工作点。交流负载线为过 Q 点而与横轴夹角 $\alpha=\mathrm{tg}^{-1}\frac{1}{r'}$ 的直线，其中 $r'=r\|R\|R_L\approx r\|R_L$。输入信号电流 i 经电阻 r（L 的作用可略）流入隧道二极管 TD，TD 上的电压由 V_Q 沿曲线 $I'=f(V)$ 上升。负载线随之平行右移，在 V 轴上截矩的移动距离等于信号 e。信号电压为 e_1 时负载线移到与 $I'=f(V)$ 曲线相切。此时 V 由于某种原因（噪声或干扰）而有所增大时，流过隧道二极管的电流减小，而 I 被 L 扼流，I_c 增大，使 V 进一步增大。电压 V 发生跃变，由 P' 点对应的数值跳到 F 点对应的数值。然后随着 L 中电流的下降，工作点由 F 点下移，V 下降到 F'' 点相应的数值。在信号达到峰值 e_M 时工作点又上升到 F'。信号 e 自峰值下降时，负载线左移（L 的作用可略）。e 下降到 e_2 时，工作点开始为 U'，然后跃变到 B。V 下降到最低。L 中电流减小，工作点移到 B'；然后随着 e 由 e_2 下降到 0 而回到 Q。这就完成了一次触发过程。显然，甄别阈

$$V_T=e_1\approx(I_P-I_Q)r' \tag{9.1.17}$$

回差

$$V_H=e_1-e_2 \tag{9.1.18}$$

在信号 e 刚达到 e_1 时，$I_{P'}=I$。在 TD 工作点由 P' 跃变到 F 时，I 不变，而 I' 随 $I'=f(V)$ 曲线减小，所以 I_P 和 I' 之差是流过结电容 C_{TD} 的电流 I_c。V 的跃变速度为 I_c/C_{TD}，V 的跃变幅度为 $V_F-V_{P'}\approx V_F-V_P$，粗略认为在此跃变过程中 $I_c\approx I_P-I_U\approx I_P-I_U$，则跃变时间为

$$t_r\approx\frac{V_F-V_P}{I_c/C_{TD}}\approx C_{TD}\frac{V_F-V_P}{I_P-I_U} \tag{9.1.19}$$

对于锗隧道二极管，$V_F-V_P\approx0.5V$，对于砷化镓隧道二极管 $V_F-V_P\approx1\mathrm{V}$。在 $I_P-I_U=3\mathrm{mA}$，$C_{TD}=5\mathrm{pF}$ 时，t_r 分别约为 0.8ns 和 1.6ns。

② 隧道二极管甄别器实例　隧道二极管触发器只需 1ns 左右的跃变时间，可用来甄别 ns 级宽度的脉冲并工作于 100 兆赫以上的频率。但由于其触发阈稳定性较差，难于进行比较精确的幅度甄别，常用作超高速计数器的输入级或用作甄别信号到达时间的定时电路。各种隧道二极管甄别器原理相同，主要差别在于信号的输入电路。

图 9-1-13是利用ECL基本门电路和隧道二极管组成的快甄别器[1]。当输入信号 $v_i=0$ 时，调节阈电位器 RV 滑动端的位置，可改变晶体管 T_2' 的工作状态：从微通至深度截止，TD 则始终处于低压正阻区。T_2' 截止越深，则触发 TD 所需要的输入信号幅度越大，即阈值越大。TD 两端输出的信号经单稳态触发器成形后输出。

电路中 T_1、T_1' 以及 T_2、T_2' 各自由同一块高速 ECL 门的管芯提供，特性十分接近，因而电路具有很好的稳定性。甄别器的阈值范围为 $-150\mathrm{mV}$ 至 $-1.15\mathrm{V}$；最高计数率在超阈电压等于 50mV 时为 92 MHz；最小输入脉宽为 6ns，这时阈值比宽脉冲时变化约 15%。

将隧道二极管偏置在低压高电流状态可提高甄别器的灵敏度。但由图 9-1-12(d) 可看出，如静态电流 I_Q 接近 I_P，则 TD 被触发至高压区后，并且当信号衰减到零时，TD 中电

[1] A. Barna et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 75, 261(1970).

图9-1-13　ECL 门-隧道二极管快甄别器

流仍较大，电路不能复原。因而须注意解决电路的复原问题。图 9-1-14 为 161 型幅度甄别器[1]。输入信号经过二极管限幅电路输入。静态时 D_1、D_2 导通，内阻甚小，信号可

图9-1-14　161型快甄别器简图

正常输入。D_1、D_2 为对管，管压降的温度漂移互补。输入端电平过低时 D_1 截止；过高时 D_2 截止。两种情况下 T_1 输入电平都不超过 $\pm V_D$（V_D 为二极管管压降）。信号经 T_1、T_2 放大后加到 TD。RV 调节 TD 的静态工作点，从而调节甄别阈。在甄别阈比较小时，图 9-1-14 靠引入复原辅助电路使 TD 复原。平时 $\Delta I=0$，当 TD 被触发至高压区时，TD 上的负跳变电压作用于复原辅助电路，使之向 TD 注入与 I_D 反向的电流 ΔI，从而使 TD 中的电流减小，负载线左移，从而减小回差。当输入信号衰减至零时电路恢复至起始状态。

161 型甄别器的主要特性如下：阈值固定为 -100mV，阈值稳定性为 $0.2\text{mV}/℃$，最高计数率为 150MHz，输入信号半高宽可小到 2ns。输入端的限幅电路可在输入 $\pm 100\text{V}$ 脉冲时保护后面的电路。

1）美国 Lecory Research System Corp. 生产。

第二节 单道脉冲幅度分析器

9.2.1 概 述

单道脉冲幅度分析器[1]也是一种对信号幅度信息进行甄别的装置，其作用是：只有当输入信号脉冲的幅度介于给定的电压范围V_L至V_U之内时，才输出信号脉冲（图9-2-1）。这个电压范围的下限电压V_L称为下阈；上限电压V_U称为上阈；V_U与V_L之差称为道宽，以H表示，即$H=V_U-V_L$。

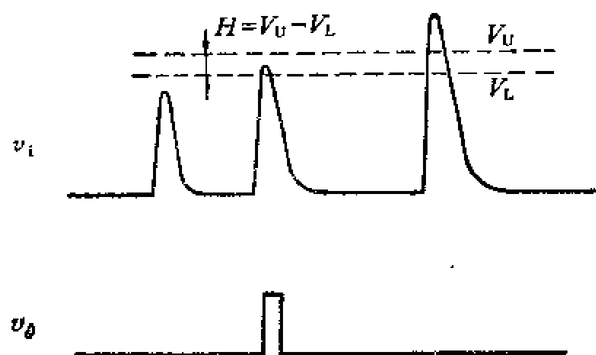


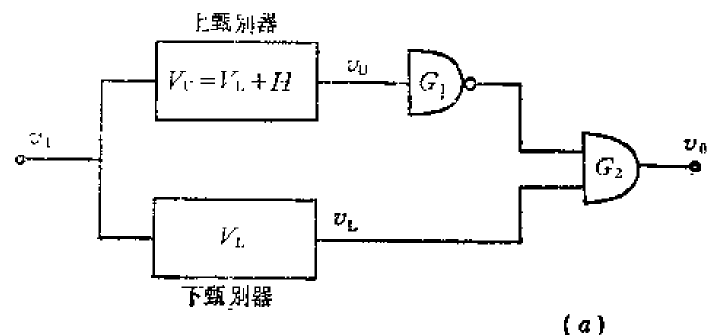
图9-2-1 单道脉冲幅度分析器的输入信号和输出信号

单道脉冲幅度分析器的用途是选择一定幅度范围内的信号。例如在多道脉冲幅度分析器中用以选择被测信号的幅度分析范围；在射线强度测量中用以选取属于待测核素特征射线范围内的信号。单道脉冲幅度分析器过去还常用来测量信号的幅度谱。例如，保持道宽H一定，改变下阈V_L，并记录每一阈值下输出脉冲的计数率，则可得到幅度谱。但是用这种方法测幅度谱时，不仅需要花费较长的时间，并且由于在测量期间仪器的性能、测量条件以及测量对象都可能产生变化，从而造成较大的误差。随着核电子仪器的发展，现在已很少用单道分析器来测幅度谱，而是用多道脉冲幅度分析器（见第十一和十三章）。

通常单道脉冲幅度分析器的上阈和下阈是可调的。但往往做成下阈和道宽分别可调。调定道宽后，调节下阈时上阈即自动随之改变，保持上、下阈之差等于所选道宽。

9.2.2 单道脉冲幅度分析器的工作原理和主要特性

单道脉冲幅度分析器的基本方框图如图9-2-2(a)所示，它由两个脉冲幅度甄别器（上



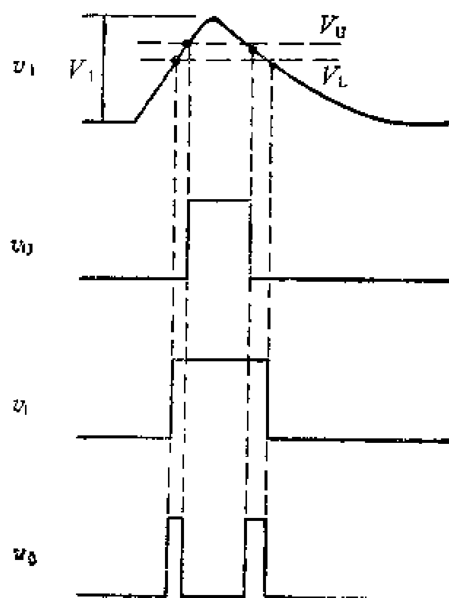


图9-2-2 单道脉冲幅度分析器原理图
(a) 原理图，(b) 输出级信号脉冲时序波形图

[1] 单道分析器：Single Channel Analyzer (SCA)

甄别器ULD和下甄别器LLD[1])和一些逻辑电路构成。上、下甄别器的甄别阈分别等于单道分析器的上阈V_U和下阈V_L，它们的输出信号由逻辑电路控制。由图可知，只有上甄别器不被触发，下甄别器的输出信号才能通过与门G_2输出。

所有输入信号可按其幅度V_1的大小分成三类，即幅度V_1小于下阈V_L、大于上阈V_U以及介于V_1和V_U之间的三种情况，如图9-2-1所示。对于单道分析器而言，只应该在第三类信号输入时才有输出。不难看出，图9-2-2(a)电路原则上可实现这一要求。

但是，考虑到输入信号总具有上升时间和下降时间，图9-2-2(a)电路在时序上还存在问题。由于上阈V_U比下阈V_L高，下甄别器的输出信号就比上甄别器的输出信号出现得早而结束得晚，上甄别器的输出信号并不能完全禁止下甄别器的信号输出。在输入信号的前、后沿会输出假信号，造成逻辑上的错误，如图9-2-2(b)所示（图中未画出回差的作用）。

解决这个问题有许多不同的方法[1]。例如将下甄别器的输出延迟，同时将上甄别器的输出展宽，则输入信号幅度超过上阈时，后者可"盖住"前者，电路不产生输出。

图9-2-3(a)是一种单道脉冲幅度分析器的方框图。上甄别器D_U和下甄别器D_L的参考电压分别由低阻输出的运算放大器A_U和A_L提供。A_U的输入端同时加有下阈电位V_L和道宽电压H，A_U输出电压为$V_U=V_L+H$。A_L输出电压则只为V_L。V_L和H的调节范围分别为5V和2.5V，可以分别独立调节。由于调节V_L和H的电位器阻值远小于R，此两电位器的度盘读数和电压V_L、H之间有良好线性(<0.2%)。逻辑电路部分的工作原理可由图(b)和图(c)说明。

图(b)为输入信号幅度超过下阈V_L而低于上阈V_U时的波形。这时上甄别器无输出，V_U为1电平，而v_3起始为0电平，故RS触发器输出信号v_5始终保持在起始的0电平。下甄别器在输入信号作用下输出负脉冲，其后沿被整形而得v_4。因为此时$v_5=0$，故v_4通过或非门产生正输出脉冲v_o。

图(c)为输入信号幅度超过上阈V_U时的波形。这时v_L、v_2、v_3和v_4同前，RS触发器被上甄别器输出信号v_U的负沿置1，直到v_3下跳到0电平时才复位。由图可以看出，v_5封锁了或非门，电路无信号输出。

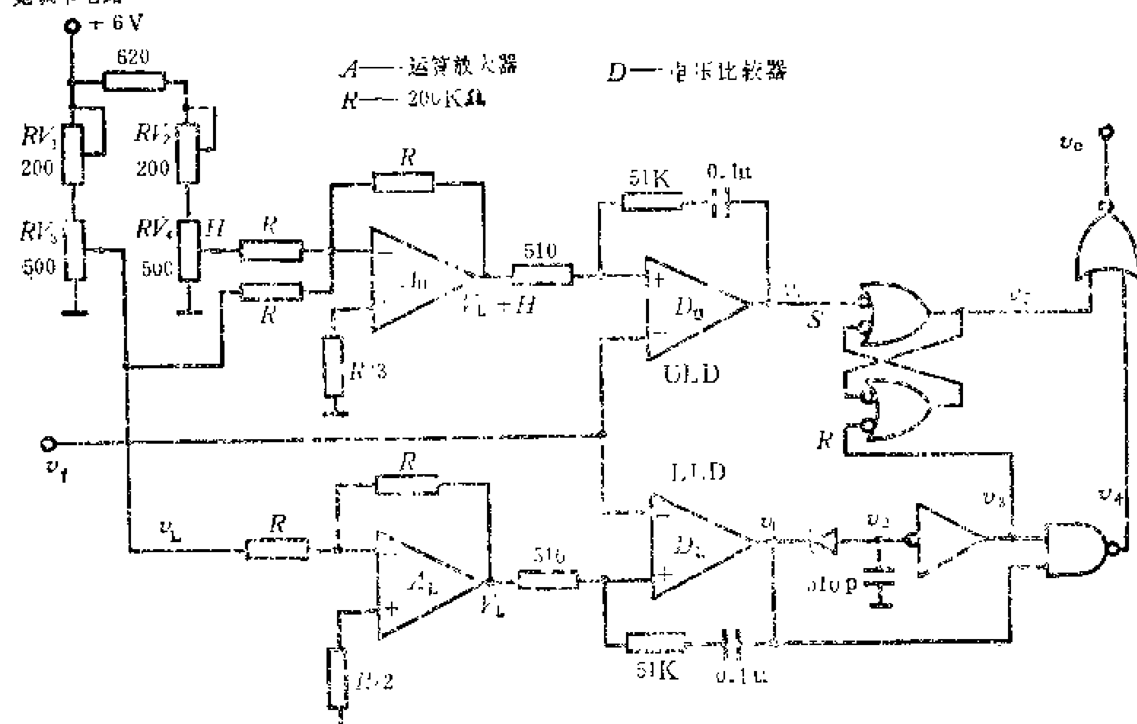
此单道分析器的下阈调节范围为0—5V，道宽调节范围为0—2.5V。电位器RV_1和RV_2是用来校正下阈V_L和道宽H的度盘刻度的，使满度时恰为5V和2.5V。甄别器的反馈系数约为1/100，在电压比较器的开环增益为1000和v_U、v_L的幅度为3V时，回差约几十mV。反馈电路有隔直流电容，避免了v_U和v_L对甄别阈的影响，但在高计数率时反馈电压有基线漂移（在$F=1/100$时此漂移不超过3V/100）。

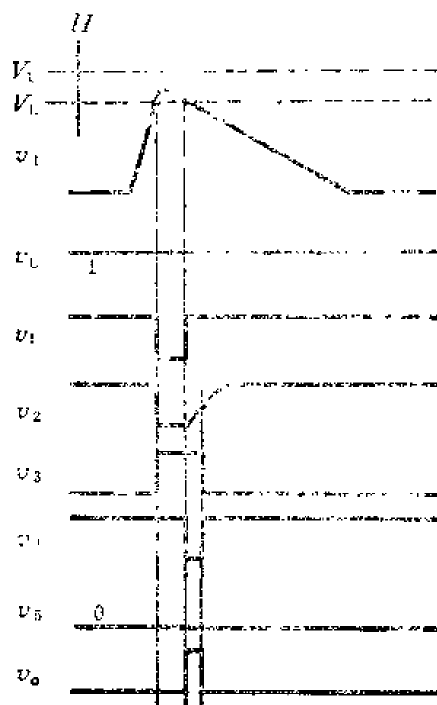
单道脉冲幅度分析器的主要特性可以像幅度甄别器那样由几个方面考虑，需要注意的是单道分析器应当考虑阈和道宽两方面的特性。大体上说，单道分析器的主要特性包括：阈和道宽的数值、线性以及稳定性，正常工作情况下输入信号和输出信号的参数，输入阻抗和输出阻抗等。

单道分析器的阈值大小、线性以及稳定性方面的特性，和幅度甄别器的差不多。道宽

1）上甄别器：Upper Level Discriminator
下甄别器：Low Level Discriminator

[1] 清华大学工程物理系编著，射线仪器电子学，下册，第160页，原子能出版社，1978年。





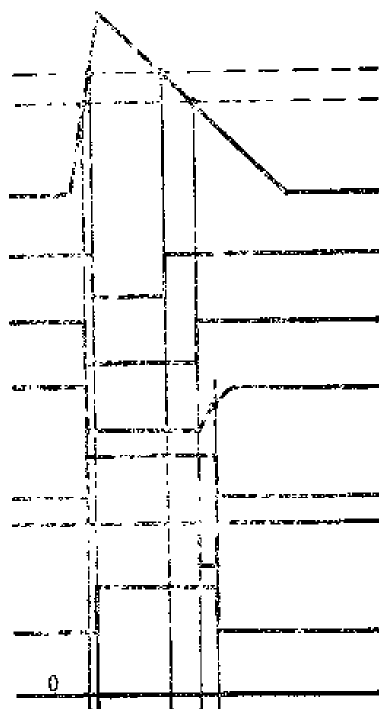


图9-2-3 单道脉冲幅度分析器简化电路一例

(a) 简化电路，(b) 输入幅度介于V_U和V_L之间时的波形图，(c) 输入幅度大于V_U时的波形图

为上阈与下阈之差，故其线性、稳定性一般与阈的这些特性相近；道宽的数值则有时要求较小。

比较好的单道分析器（商品）的技术指标如下：

（1） 阈

范围：0.1—10V

线性：0.1%

稳定性：好于0.01%/℃或0.2mV/℃（对于不同阈值，保证两者中的大者）

（2） 道宽

范围：0.01—1V或0.1—10V。也有的随阈变化，使道宽恒为阈值的一定百分比

线性：0.1%

稳定性：0.01%或0.2mV/℃（保证其中大者）

调节方式：非对称调节，道宽下边界恒为阈值；对称调节，道宽中心恒为阈值

（3） 双脉冲分辨时间：小于几百ns

（4） 输入信号宽度：100ns以上可正常工作

（5） 输入阻抗：1kΩ

（6） 输出信号：TTL电平，宽度通常为100ns级

（7） 输出阻抗：50Ω

有关单道脉冲幅度分析器的资料可参阅[1, 2]。

9.2.3 定时单道脉冲幅度分析器

图9-2-3的单道脉冲幅度分析器，输出信号发生于下甄别器输出脉冲的后沿，当被测脉冲的幅度或下甄别阈变化时，输出脉冲在时间轴上的位置也发生变化，因此这种单道脉冲幅度分析器的输出脉冲不能提供被测信号的时间信息。在核辐射测量和分析中，例如选取一定能量范围内的粒子进行核事件时间关系的测量中，要求决定能量窗的单道分析器的输出信号能携带核事件的时间信息，要求单道分析器的输出信号和输入信号间有固定的时间关系，即具有所谓定时的功能。

从逻辑上说，单道分析器的输出信号不可能在输入信号峰值之前产生。但是只要输出信号能和输入信号保持固定延迟，仍可保留输入时间的信息。图9-2-4(a)是一种定时单道分析器的原理图。图(b)是它的动态工作波形（图中仅画出输入幅度介于V_L和V_U之间的一种情况）。定时脉冲由阈值V_T近于0（稍大于噪声电平）的甄别器D_T和单稳态电路M提供。因为D_T的甄别阈很低（例如V_T为100mV），v_T的前沿十分接近信号输入时刻。单稳态电路M被输入信号的负跳变沿触发，输出负脉冲v_2，其宽度t_d可调。v_2的正跳变沿由整形电路D、C、G_1和G_2的2、3端整形，以便产生输出脉冲v_o，v_o前沿和信号通过V_T的时刻有固定的延迟（t_d）。但v_o能否输出受G_2的4、5端控制，后者起一般单道分析器的幅度选择作用。幅度是否超过V_U和V_L的信息存于触发器RS_U、RS_L，它们在v_3后沿复位。

甄别器D_T的甄别阈V_T不能过低，因而输出信号与信号输入时刻的延迟时间仍随输入幅度而有小的变化。例如$V_T=0.1$V，输入CR-RC成形后的输出信号（参见第六章第四节），其幅度从1V变到5V，延迟时间的变化约为0.03τ。成形时间常数τ为1μs时，$0.03\tau=30$ns。缩小幅度分析范围，降低V_T，该定时误差减小。进一步的措施是定时部分改用峰位检测电路或第十章的恒比甄别电路。

---

[1] H. A. Cole, *Nucl. Instr. and Meth.*, 138, 551(1976).

[2] C. A. B. Correa et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-25, No.1, 454(1978).

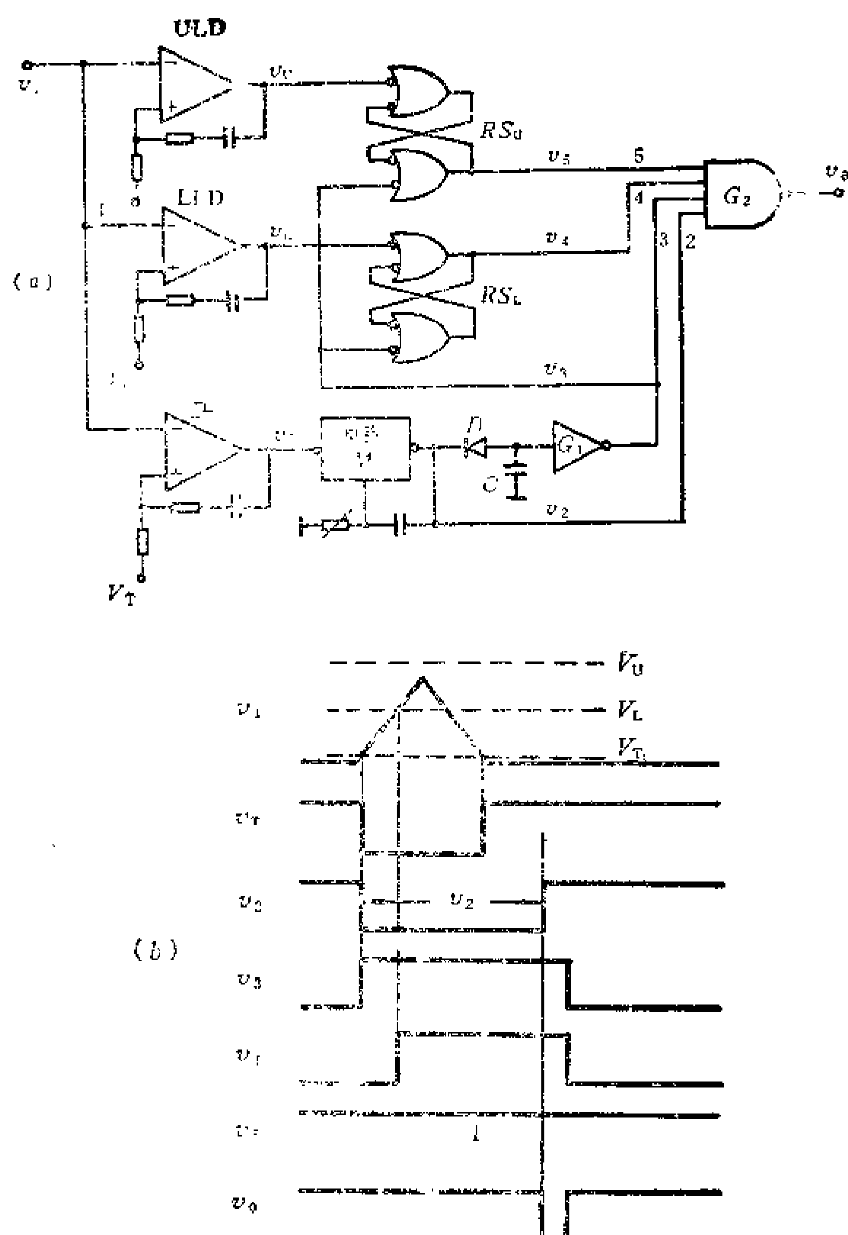


图0-2-4 定时单道分析器一例
(a) 原理图，(b) 波形图

第十章 时间信息的获取和处理

核事件的许多信息常以时间信息的方式存在于探测器输出信号中。例如激发态寿命表现为相继两信号的时间间隔分布；中子的能量可以表现为中子飞越一定距离所需的飞行时间；粒子入射的空间位置常可表现为位置灵敏探测器输出信号的时间信息；入射粒子的种类有时也可反映于信号电荷的时间分布(波形)。所以，为了探测核事件的性质、发生的时间和位置，常要设法获取信号的时间信息并进行处理。能够准确确定粒子入射时间的技术称为定时或"时间检出"；能够选择同时出现的信号的技术称为波形甄别；能够处理时间信息并变换成数码或模拟信号的技术称为时间信息变换。

时间信息的获取和处理系统的主要技术指标是分辨时间，即系统所能分辨的最小时间差别。目前电子学系统的分辨时间可做到几ps，提高整个系统时间分辨本领的主要限制在于探测器。采取各种措施后，包括探测器在内的时间测量系统的分辨时间，目前可做到几十ps。关于时间信息获取和处理系统的分辨时间，包括其中各部分电路的分辨时间，以后再做严格定义。

第一节 时 间 检 出

时间检出电路简称时检电路，又称定时电路或定时甄别电路[1]，是核电子学中检出时间信息的基本单元。它接收来自探测器或放大器的随机模拟脉冲，输出前沿很快的逻辑脉冲。由输出逻辑脉冲的时间确定输入信号到达的时间。

时检电路的设计必须适应信号的特点。由塑料闪烁体和面垒探测器得到的电压信号，具有10^{-9}秒级的前沿；由NaI闪烁体和PIN半导体探测器得到的电压信号，前沿时间要大到10^{-7}秒级，而且PIN半导体探测器信号前沿有较大的变化范围。所有这些探测器的输出信号幅度又都与入射粒子能量有关，变化范围比较大。这就使得准确检出时间信息有一定困难。在整个时间测量系统里，时检电路的定时精度是起决定作用的。

理想的时间检出电路对输入信号幅度和波形的变化应是不灵敏的。它的输出脉冲的产生时间应精确地与信号输入时间对应。实际上由于种种原因，时检电路的输出信号存在定时误差，主要原因有三个：时间游动、时间晃动和时间漂移[2]。时间游动是由于输入信号幅度和波形的变化，引起时检电路输出脉冲产生时间的游移变动；游动的大小和信号幅度或上升时间的变化范围有确知的对应关系。时间晃动是由于探测器输出信号的统计涨落（例如闪烁探测器中光电倍增管渡越时间的涨落）以及系统中存在的噪声，引起时检电路输出脉冲产生时间的涨落。时间漂移是时检电路和探测器中对温度、电源电压敏感并容易老化的元件引起的定时误差，这是一种慢变化误差，可通过习用的电子学方法改善。本节主要讨论时间游动和时间晃动。

---

1) 时间检出：Time Pick Off
   定时：Timing

2) 时间游动，时间晃动，时间漂移：Time walk, Time jitter, Time drift

10.1.1 前沿触发定时

用探测器直接输出的或经过快放大器放大的脉冲的前沿，直接触发具有某一固定阈值的快甄别器，并以其输出脉冲作为定时信号输出，称为前沿触发定时[1]。如图10-1-1所示，v_1是输入信号，FD为快甄别器，调节RV可以调节甄别阈V_T。输出信号在$(t_T)_L$产生，由图可知，其产生时间$(t_T)_L$实际上晚于信号输入时间，存在触发延迟。各种影响$(t_T)_L$的因素都可能引起定时误差。

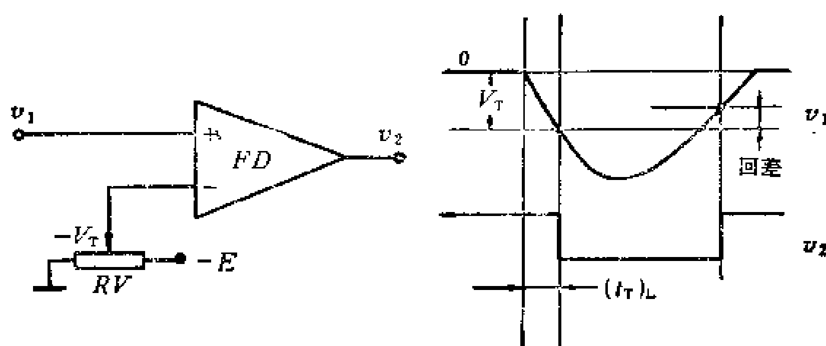


图10-1-1 前沿触发定时电路原理图

1. 信号幅度变化引起的时间游动

为简单起见，假定输入信号的前沿随时间线性变化。表示为

$$v_1(t)=\begin{cases}-\dfrac{V_1}{t_M}t & 0\leqslant t\leqslant t_M\\ -V_1 & t>t_M\end{cases}\tag{10.1.1}$$

其中V_1是输入信号的幅度，t_M是达峰时间。如图10-1-2(a)所示。

假设时检电路是理想的，即只要输入信号超过电路的阈电平V_T，电路立即被触发，产生定时输出信号。这时前沿触发的定时时间为

$$(t_T)_L=\frac{V_T}{V_1}t_M\tag{10.1.2}$$

只要达峰时间t_M不为零，信号幅度V_1变化时，输出脉冲的出现时间$(t_T)_L$将沿着时间轴游动，产生定时误差。

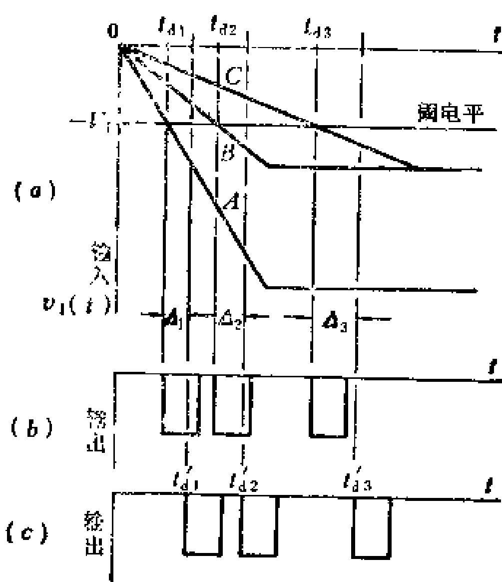


图10-1-2 前沿定时的时间游动
(a) 输入信号
(b) 输出信号（不计及超阈延迟）
(c) 输出信号（计及超阈延迟）

在图10-1-2(a)中，输入脉冲A和B有相同的达峰时间，但幅度不同。例如使用闪烁探测器，当被测的粒子种类一定时，输出脉冲上升时间相同，而幅度不同，就相当于这种情况。A和B虽然同时产生，但经过阈电平的时间不同，分别为t_{d1}和t_{d2}，因此输出定时脉冲的产生时间不同，幅度大的触发延迟小，如图10-1-2(b)所示。如果信号最大幅度为V_{1max}，

1) 前沿触发：Leading Edge Triggering

最小幅度为V_{1min}，则在信号达峰时间t_M恒定时，由于信号幅度V_1变化而引起的定时误差（即时间游动）为

$$\Delta(t_T)_{LV}=V_T t_M\left(\frac{V_{1max}-V_{1min}}{V_{1max}V_{1min}}\right) \tag{10.1.3}$$

为了减小时间游动，信号的达峰时间要短（这决定于探测器时间特性），甄别阈要低（受噪声限制），信号幅度差要小。后者可以辅以幅度选择来完成，但要牺牲计数效率。

2. 信号上升时间变化引起的时间游动

图10-1-2(a)中输入脉冲B、C具有同样幅度，但达峰时间不同。这相当于电离室或PIN半导体探测器在吸收粒子能量相同而粒子入射位置不同时的波形。触发延时分别为t_{d2}、t_{d3}。达峰时间长的延迟大。设输入信号达峰时间最大为t_{Mmax}，最小为t_{Mmin}，则在信号幅度V_1恒定时，由于达峰时间t_M的变化而引起的时间游动为

$$\Delta(t_T)_{LT}=\frac{V_T}{V_1}(t_{Mmax}-t_{Mmin}) \tag{10.1.4}$$

同时考虑幅度变化和达峰时间变化时，前沿触发时检电路的最大时间游动为

$$\Delta(t_T)_L=V_T\left(\frac{t_{Mmax}}{V_{1min}}-\frac{t_{Mmin}}{V_{1max}}\right) \tag{10.1.5}$$

上面的分析没有考虑甄别器的超阈延迟。实际上，输入信号刚刚超过甄别阈时，甄别器并不立即产生输出信号，而是要在信号超过甄别阈某一数值后才触发；触发时间短于上述的t_{d1}、t_{d2}、t_{d3}，分别存在超阈延迟Δ_1、Δ_2、Δ_3。输出信号的实际产生时间将为t_{d1}'、t_{d2}'、t_{d3}'（图10-1-2(c)）。信号前沿斜率越小，超越延迟通常越大，所以超阈延迟的存在将增大时间游动。

3. 噪声引起的时间晃动

引起时间晃动的一个原因是噪声。噪声来自探测器和前面的电子线路，也可能是时检电路本身产生的。探测器和前面电路的噪声叠加在输入脉冲上，使其幅度和上升时间有统计性变化。时检电路的噪声表现为阈电平的统计性变化。

图10-1-3可说明噪声引起的时间晃动。设输入脉冲在过阈处的斜率为$v_1'(t_d)$。不考虑时检电路的噪声，只考虑叠加在输入信号上的噪声时，如图10-1-3(a)所示。当噪声电压概率密度为正态分布，平均值为零，均方根值为v_n时，噪声引起的过阈时间的标准偏差为

$$\sigma_{T1}=\frac{v_n}{v_1'(t_d)} \tag{10.1.6}$$

时检电路噪声的影响可由图10-1-3(b)说明。设噪声引起阈电平变化的概率密度也服从正态分布，均方根值为v_V，则由此引起的过阈时间标准偏差为

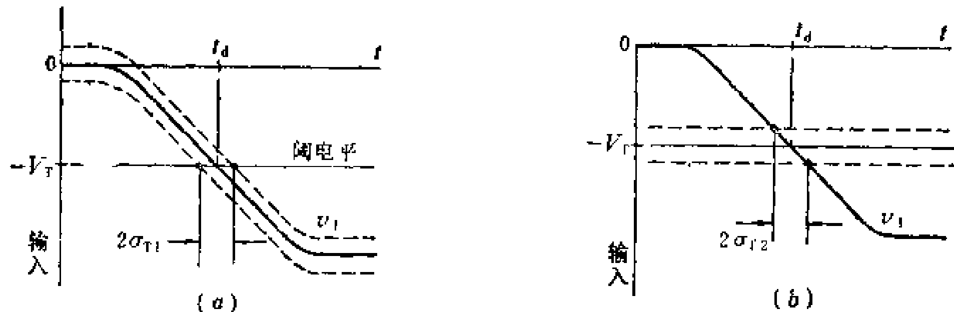


图10-1-3 噪声引起的时间晃动
(a) 输入信号上的噪声 (b) 时检电路的噪声

$$\sigma_{T_2}=\frac{v_V}{v_1'(t_d)} \tag{10.1.7}$$

这两项噪声引起定时的总标准偏差是

$$\sigma_T=\sqrt{\sigma_{T_1}^2+\sigma_{T_2}^2} \tag{10.1.8}$$

一般情况下时检电路的噪声贡献比探测器和前置放大器的噪声贡献小得多，如果忽略它，则未噪声引起的定时标准误差近似为

$$\sigma_T\approx\frac{V_n}{v_1'(t_d)} \tag{10.1.9}$$

由上面的分析可知，为了减小σ_T，应把V_T选在输入信号斜率最大处。通常在信号起始处和近峰值处斜率都比较小。

4. 信号统计涨落引起的时间晃动

我们知道，对于同一种类、同一能量的入射粒子，即使入射到探测器同一区域，探测器输出信号的产生时间、幅度和波形也是涨落的。信号的统计涨落将引起定时的时间晃动。当然，如果定时电路能够消除由于幅度和上升时间变化而产生的时间游动，就能消除由于幅度和上升时间涨落而产生的时间晃动。但是，探测器输出信号产生时间和对于粒子入射时刻的涨落和信号波形的涨落，仍将引起定时电路的时间晃动。

综上所述，为了减少时间游动和时间晃动，信号触发时检电路要有一个合适的触发比[1)]。触发比指的是，探测器输出电流脉冲使时检电路触发时的输出电荷量Q_T与电流脉冲总电荷量Q之比

$$f=\frac{Q_T}{Q} \tag{10.1.10a}$$

在探测器的输出电流信号被积分为电压信号时，对于前沿触发时检电路

$$f=\frac{V_T}{V} \tag{10.1.10b}$$

其中V_T为触发阈，V为信号幅度。

为了减小信号幅度和上升时间变化引起的时间游动，f应尽量小；但是为了保证时检电路不被噪声V_n触发，又要求$V_T>(2—3)V_n$，即要求$f>(2—3)/\eta$。η为信噪比V/V_n。为了减小噪声引起的时间晃动，触发比应选在信号上升斜率最大处。而为了减小信号涨落引起的时间晃动，对于一定的探测器，可能存在某一最佳触发比。所以实际的定时系统，常要在实验中调节触发比，以获得最好定时精度。在前沿触发定时方式中，V_T为常数，在信号幅度变化时f不可能恒为所需值，所以常要把信号幅度限制在一定范围内，以便获得较小的时间游动。

资料[1]中利用NaI(Tl)闪烁体，56AVP光电倍增管，^{60}Co源，在把能量窗取在1250 keV附近的狭小范围内，当最佳触发比$f<1\%$时，测得时间晃动的半高宽约0.8ns；利用塑料闪烁体，^{60}Co源，XP1021光电倍增管，在能量窗取在900keV附近10%处，时间晃动的半高宽约210ps[2]；对于有机闪烁体，最佳f大约是10%[3]。

1) 触发比：Triggering fraction

[1] J. Braunsfurth and H. J. Körner, *Nucl. Instr. and Meth.*, 34, 202(1965).
[2] A. Tamminen and P. Jauho, *Nucl Instr. and Meth.*, 65,132(1968).
[3] W. J. McDonald and D. A. Gedcke, *Nucl. Instr. and Meth.*, 55,1(1967).

前沿定时的优点是电路简单，噪声引起的时间晃动比恒比定时或ARC定时小（见表10-1-1）。主要缺点是时间游动大。所以可用于闪烁探测器和面垒型探测器，不适用于前沿变化范围大的平面或同轴PIN探测器。为了减小时间游动，还需采用幅度选择技术，以选择幅度在某一不大范围内的信号来定时。通常用定时单道分析器进行幅度选择，然后利用符合电路(本章第二节)选择定时电路和时间测量电路的输出信号。幅度选择对于得到比较合适的触发比也是必要的。前沿定时的时间游动也可采用补偿办法改善(见10.4.3节2.)。

10.1.2 过零定时

1. 过零定时甄别器

过零定时电路是为了消除信号幅度变化引起的时间游动而设计的[1]。从前沿触发定时电路的分析中可以看出（图10-1-2），要在输入信号幅度变化时（设信号波形不变）不产生时间游动，只有$V_T=0$。这一点可用公式表示。令输入信号$v_1=Af(t)$，A表示幅度，则过阈时间t_T决定于下式t的解：

$$Af(t)-V_T=0 \qquad (10.1.11)$$

显然，在$V_T\neq 0$时，除非$f(t)$为阶跃函数，对于不同的幅度A（图10-1-4a）不可能有$t=t_T=$常数。在$f(t)$为任意函数时，只有$V_T=0$，A的不同才不影响t_T。因此，就消除幅度变化引起的时间游动而言，必须利用信号过零时间作为定时点，称为过零定时[1]。用于过零定时的快甄别器称为过零甄别器。但是，前已指出，$V_T=0$时的过零甄别器将被噪声乱触发。所以不以信号起点作为过零定时点，而将信号成形为具有另外一个过零点$(t_T)_z$的波形（图14-1-4(b)）。由这个信号过零点来触发过零甄别器D_z而产生输出信号(C)。为了避免噪声在这个过零点处使过零甄别器乱触发，还需采用一个前沿触发甄别器D_p来作为预甄别器[2]（图10-1-5）。D_p的甄别阈V_{T1}调到稍大于噪声幅度，在D_p能被触发时，表

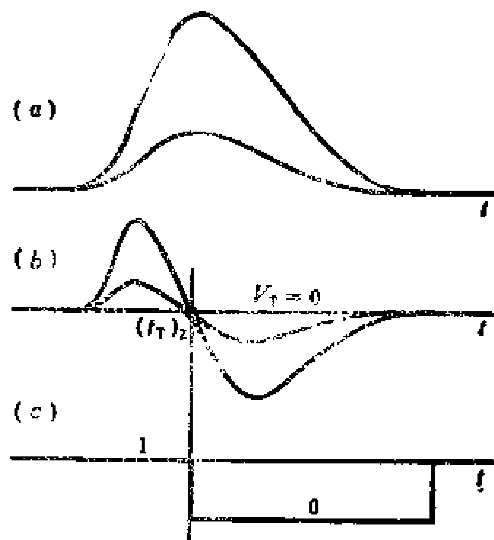


图10-1-4 过零定时示意图
(a) 输入信号
(b) 将输入信号成形为有另一过零点的双极性信号
(c) 过零甄别器输出信号

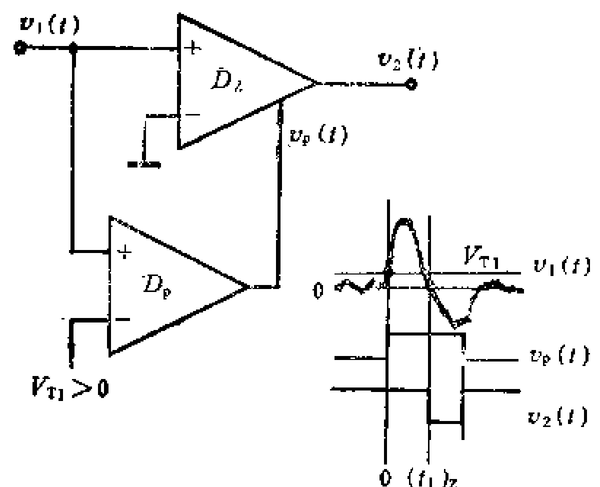


图10-1-5
过零定时中利用预甄别器
避免噪声触发的办法

[1] J. K. Whittaker, IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, NS-13, №.1 p339(1966).

1) 过零定时：Zero-Crossover Timing

2) 预甄别器：Priming Discriminator

明已有信号进入而不是噪声。D_p输出信号$v_p(t)$，其宽度设计得能覆盖$v_1(t)$的过零时间$(t_T)_z$而小于$v_1(t)$的持续时间。在$v_p(t)$为高电平时，使D_z可以输出。输出信号$v_2(t)$在$v_1(t)$过零点$(t_T)_z$产生。不能触发D_p的那些噪声，就不能使D_z产生输出。

2. 最佳定时滤波器

利用第六章讲过的双极性成形电路可以得到过零的波形，例如用双微分成形电路或双延迟线成形电路得到的波形（图6-4-5或图6-6-5）。而且已经说明过，其过零点不因信号幅度而变（6.4.18式或6.6.6a式）。其实，根据迭加定理，线性系统输出波形过零点不因幅度而变是普遍规律。

将信号$v_1(t)$成形为双极性脉冲，噪声和过零斜率将发生变化，时间晃动的大小要具体分析。用于时间检出的滤波电路与幅度分析不同，不是要求信噪比最大，而是要求过零斜率和噪声之比最大即σ_T最小。所以成形电路冲击响应的选择与幅度分析时是不一样的。

设定时滤波器的频率响应为$H(\omega)$，输入信号的频谱密度函数为$V_1(\omega)$，输入噪声的功率谱密度函数为$S_1(\omega)$，则由（2.1.24a）式，输出信号$v_2(t)$的导数为

$$v_2'(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}V_1(\omega)H(\omega)j\omega e^{j\omega t}d\omega$$

输出噪声的均方值为

$$V_n^2=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}S_1(\omega)|H(\omega)|^2d\omega$$

则（10.1.9）式可写为

$$\sigma_T^2=\frac{2\pi\int_{-\infty}^{\infty}S_1(\omega)|H(\omega)|^2d\omega}{\left|\int_{-\infty}^{\infty}V_1(\omega)H(\omega)j\omega e^{j\omega t}d\omega\right|^2}$$

利用施瓦茨定理（6.1.2）式，当

$$H(\omega)=\frac{kV_1^*(\omega)}{S_1(\omega)}j\omega e^{-j\omega t_T} \tag{10.1.12}$$

时，定时误差σ_T最小。上式决定的定时滤波器即为最佳滤波器(就斜率噪声比而言最佳)。

如果输入的是白噪声，$S_1(\omega)=d^2$（d为常数），则最佳滤波器的频率响应为

$$H(\omega)=\frac{k}{d^2}V_1^*(\omega)e^{-j\omega t_T}\ j\omega \tag{10.1.13}$$

因为$v_1(t)\approx V_1(\omega)$，$v_1'(\omega)\approx j\omega V_1(\omega)$，$v_1(-t)=V_1^*(\omega)$，所以最佳定时滤波电路的冲击响应为

$$h(t)=\frac{k}{d^2}v_1'(t_T-t) \tag{10.1.14}$$

即$h(t)$的形状为输入信号$v_1(t)$镜象的导数，但延迟了t_T，示意于图10-1-6中。如果输入的不是白噪声，和图6-1-3相似，需要先进行白化处理，这里就不仔细分析了。

由（10.1.14）式得最佳定时滤波器输出信号为

$$\begin{aligned}v_2(t)&=v_1(t)*h(t)\\&=\frac{k}{d^2}\int_{-\infty}^{\infty}v_1(\tau)v_1'(t_T-t+\tau)d\tau\end{aligned} \tag{10.1.15}$$

由于$V_2(\omega)=V_1(\omega)H(\omega)=\frac{k}{d^2}j\omega|V_1(\omega)|^2e^{-j\omega t_T}$，在$t=t_T$两侧$v_2(t)$的波形是反对称的（见

图10-1-6)。在$t=t_T$处输出信号的幅度为

$$v_2(t_T)=\frac{k}{d^2}\int_{-\infty}^{\infty}v_1(\tau)v_1'(\tau)d\tau \qquad (10.1.16)$$

是输入信号按其导数加权积分。由分部积分公式

$$\int u\frac{dv}{dx}\,dx=uv-\int\frac{du}{dx}\,v dx$$

(10.1.16)式为

$$v_2(t_T)=\frac{k}{2d^2}\left[v_1^2(\tau)\right]_{-\infty}^{\infty} \qquad (10.1.17)$$

上式说明，只要输入信号 $v_1(t)$ 的宽度有限($t\to\infty$或$t\to-\infty$时$v_1(t)\to 0$)，上式结果为0，即$v_2(t)$在t_T过零，最佳定时滤波器的输出信号正好用于过零定时，$t_T=(t_T)_z$。对于宽度无限信号，$v_2(t)$在t_T不等于零，但同样有最大斜率噪声比。

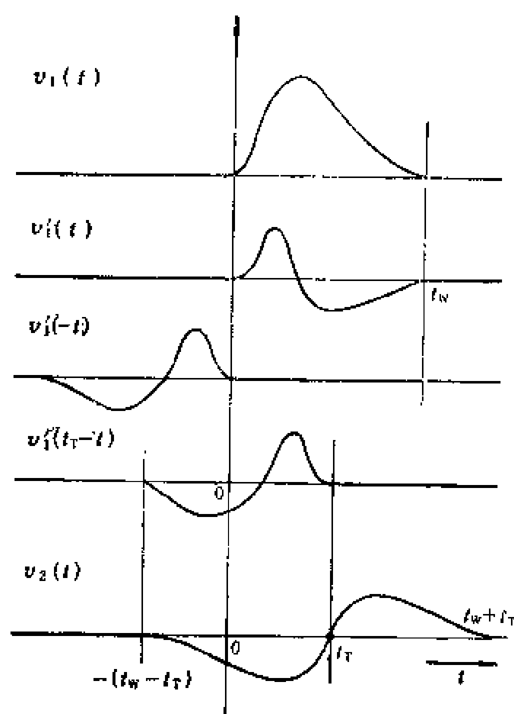


图10-1-6 最佳定时滤波器的冲击响应示意图

图10-1-7(a)是输入底宽为t_w、斜边宽度为t_r的梯形脉冲 $v_1(t)$ 时的情况（依然输入白噪声），$v_1(t)$的导数$v_1'(t)$是一对相隔t_w-t_r、宽度为t_r的双极性矩形脉冲。按(10.1.14)式，如以此函数作为滤波器的冲击响应$h(t)$，相当$k=-d^2$，$t_T=t_w$。最佳滤波器的输出波形$v_2(t)$可用卷积分求得。其大致形状如图 10-1-7(a) 所示，过零时间 $t_z=t_T$。若 $h(t)$ 有延迟，

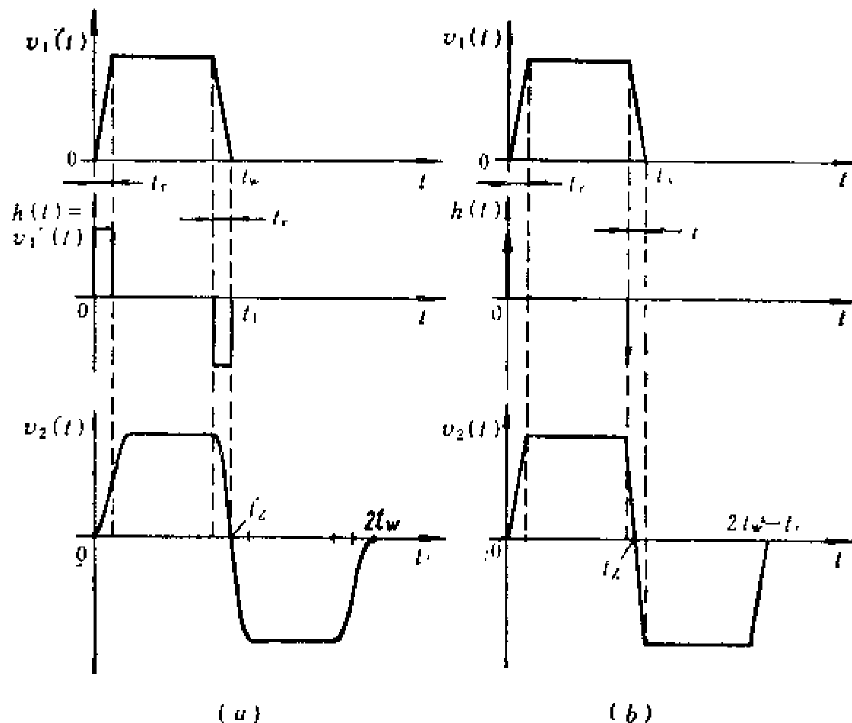


图10-1-7 最佳定时滤波器示例

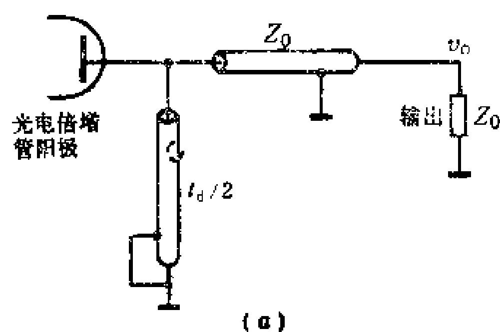
(a) 最佳定时滤波器，其冲击响应为双向矩形函数，过零时间 $t_Z=t_T$

(b) 双向矩形函数用双向冲击函数代替时，过零时间$t_Z=t_W-t_r/2$

$v_2(t)$将沿时间轴右移，过零时间t_1随之变化，但过零点的斜率噪声比不变。过零点与信号幅度无关。但是，如果滤波器的$h(t)$固定，信号的前后沿t_r发生变化，就失去了最佳滤波条件，过零点可能发生变化。所以，只能消除信号幅度变化引起的时间游动，不能消除信号上升时间变化引起的时间游动。必须注意，与幅度分析的最佳滤波器一样，最佳定时滤波器实际上不一定能实现。对于图10-1-7(a)，如果用一个短路延迟线成形电路来近似，其冲击响应如图10-1-7(b)中的$h(t)$。可知，只有在t_r很小时才可这样近似。在t_r比较大时，使短路延迟线作为梯形信号的滤波器，过零时间不等于t_T，而且延迟线单程延迟时间t_d不同时，过零斜率不一定相同。从物理概念可以直观地看出，$2t_d=t_w-t_r$是合适的，可得到最大斜率。而t_d取$t_w/2$时，过零斜率要减少一半。

3. 闪烁探测器输出电流脉冲的定时成形

图10-1-8是闪烁探测器输出电流脉冲的定时成形电路，这里也用短路延迟线成形，可获得具有过零点的双极性脉冲。光电倍增管输出的电流脉冲在延迟线始端特性阻抗上产生入射电压波v_i，电路的工作波形如图10-1-8(b)、(c)所示。图10-1-8(a)的接法可使原边阻抗匹配，而且短路延迟线紧靠光电倍增管，有利于保持电流脉冲的快变化沿。



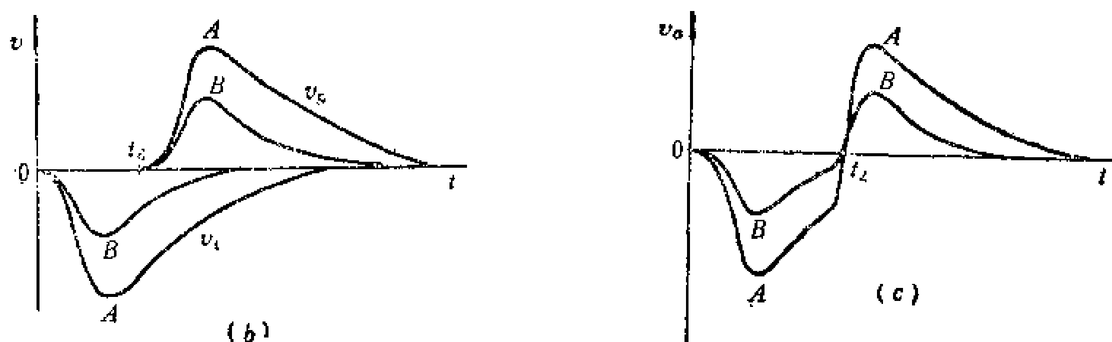


图10-1-8 闪烁探测器输出电流脉冲的定时成形
(a) 短路延迟线成形电路
(b) 输入电压信号v_i和反射信号v_r
(c) 输出的双极性信号

过零定时方式可以消除信号幅度变化所引起的时间游动，但不能消除信号波形变化引起的时间游动，它主要用在闪烁探测器中。曾经研究过一些用隧道二极管甄别器作为过零甄别器的过零定时电路。由于实际甄别器存在一定超阈延迟，此超阈延迟还与信号斜率有关，所以实际的过零定时电路仍存在一些时间游动。资料[1]介绍一种光脉冲测试方法，将输入探测器的光脉冲幅度变化70:1，时间游动可小于200ps。用有机闪烁探测器和^{60}Co源，对于6keV以上的脉冲，定时时间的游动、晃动总共约0.8ns（半高宽）。

过零定时电路的触发比都比较大，虽然过零定时电路中过零甄别器的触发电平通常为

[1] A. J. Metz, *Rev. Sci. Instr.*, 38 p1445(1967).

零，但是触发比是指t_z对应的输入信号瞬时值和信号幅度之比。对于图10-1-4，触发比$f=1$。对于图10-1-7(b)，$f=\frac{1}{2}$；对于图10-1-8，f介乎于两者之间。这都不一定是最佳触发比。为了减小信号波形统计涨落引起的时间晃动，希望有触发比可调并恒为最佳值的时检电路。

10.1.3 恒比定时

恒比定时就是确实具有恒定触发比的定时方法，又称为恒比甄别(CFD)[1]。

由(10.1.11)式得知，如果不采用固定不变的甄别阈V_T，而使V_T和信号幅度A成正比，设$V_T=pA$，则(10.1.11)式变为

$$Af(t)-pA=0 \qquad (10.1.18)$$

上式的解与A无关，而触发比$f=pA/A=p$，恒定不变。调节p可以很方便地调节触发比。问题是如何实现$V_T=pA$。在信号为探测器输出电流的积分波形时，即信号为具有一定程度平顶的脉冲时，可以用图10-1-9(a)的方法实现$V_T=pA$。输入信号$Af(t)$分为三路：一路经衰减系数为p的衰减器后成为信号$pAf(t)$；另一路延迟t_d后为信号$Af(t-t_d)$。这两路信号加到过零甄别器D_z的+、-两输入端。第三路经预甄器D_P加到D_z。如果$t_d>t_M$[2]（t_M为信号达峰时间），则甄别器在$Af(t-t_d)$上升到等于pA时触发，如图10-1-9(b)所示。触发时间$(t_T)_c$为下式的解

$$Af(t-t_d)=pA$$

显然与A无关。图10-1-9(b)用虚线画出了幅度变小一半时的定时情况，$(t_T)_c$不变。而且触发比

$$f=pA/A=p$$

为恒定数值。在使用时通过调节衰减系数p，可以很方便地调节触发比，使晃动最小。

在信号的上升时间变化时，$(t_T)_c$不能保持恒定，这一缺点和过零定时相似。由图10-1-9(b)，在信号为直线增长前沿时

$$(t_T)_C=t_d+t_Mp$$

或

$$(t_T)_C-t_d=t_Mp \qquad (10.1.19)$$

但是，$(t_T)_C-t_d$正比于t_M并与信号幅度无关这一点，却又可用来测定信号的上升时间，可作为波形甄别之用（第三节）。

至于噪声引起的晃动，可以由图10-1-9(c)来说明。甄别器D_z两输入端的电位差为

$$v_D(t)=Af(t-t_d)-pAf(t)$$

在$v_D(t)$为0时触发，所以对于$v_D(t)$而言，实际上也是一种过零定时。$v_D(t)$过零点的信号斜率就是输入信号的斜率。在输入噪声为白噪声时，在系统高频通带相同的条件下，$v_D(t)$的噪声为输入噪声的$\sqrt{1+p^2}$倍。就噪声而言，比前沿触发稍大，在p较小（例如$p<0.3$）时，和前沿触发差不多。所以恒比定时的斜率噪声比小于或近于前沿定时的斜率噪声比。

---

1) 恒比定时：Constant Fraction Timing(CFT)
恒比甄别：Constant fraction Discrimination(CFD)

2) 这是充分条件，随后可以看出，$t_d>t_M(1-p)$即可。

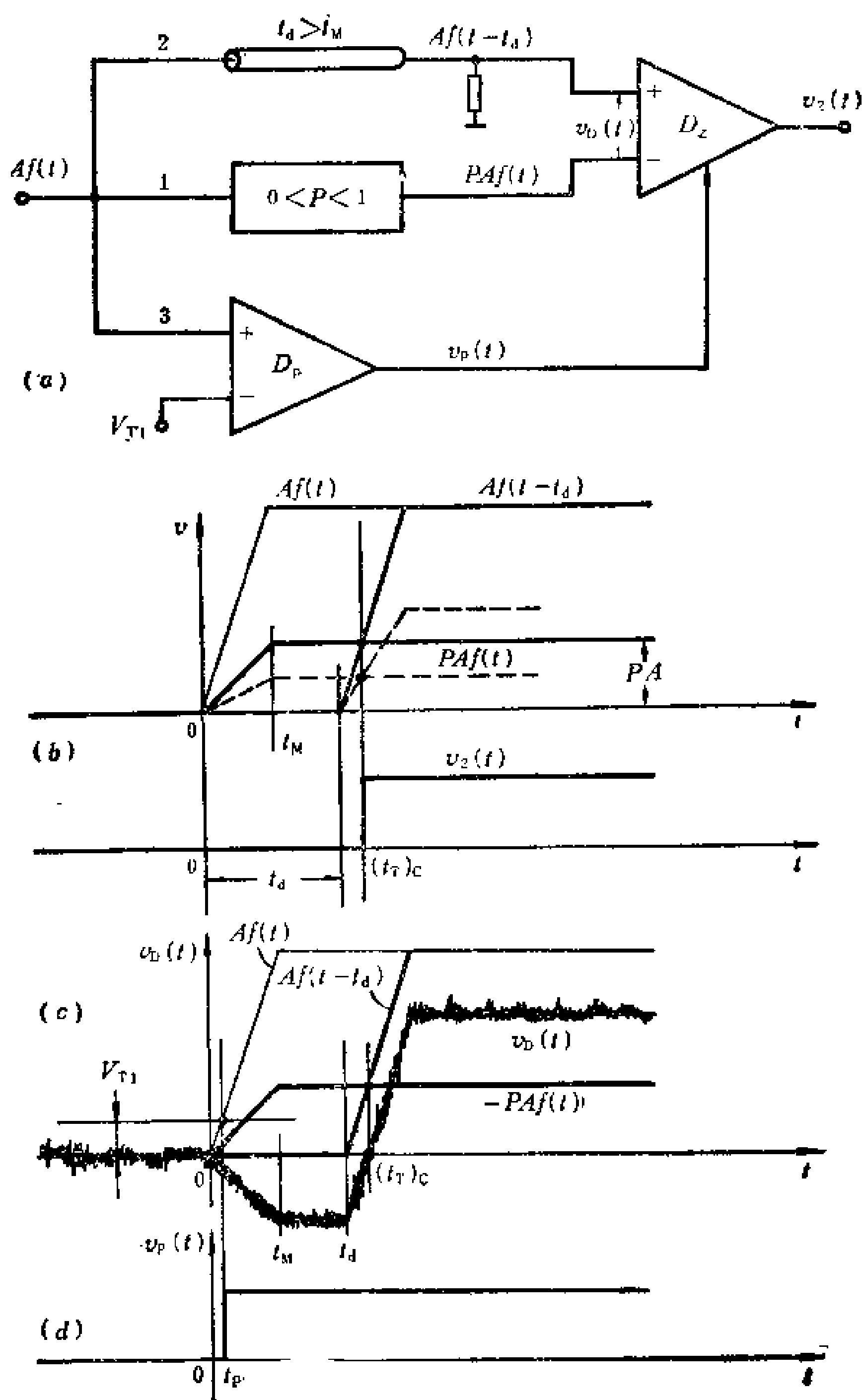


图10-1-9　恒比定时原理

(a)　原理图

(b)　波形图

(c)　$v_D(t)$——甄别器D_Z两输入端的差分信号

(d)　预甄别器输出的起动信号$v_P(t)$

由于恒比甄别也是一种过零定时，为了避免噪声引起的乱触发，也要采用附加的预甄别器D_P（图10-1-9(a)），其输出$v_P(t)$如图10-1-9(d)所示。但是应当注意，$v_D(t)$的前沿斜率只有$Af(t)$的p倍，而$v_D(t)$上的噪声电压峰值是输入噪声电压峰值$(v_n)_M$的$\sqrt{1+p^2}$倍，所以$v_D(t)$前沿要下降到超过$\sqrt{1+p^2}\,(v_n)_M$才可避免噪声对D_Z乱触发，即应取

$pAf(t) > \sqrt{1+p^2}(v_n)_M$。这相当于要求$Af(t) > \sqrt{1+p^2}(v_n)_M/p$，即 D_p 的 V_{T1}要调到大于$\sqrt{1+p^2}(v_n)_M/p$。在实际使用时可通过观察$v_2(t)$来调整。

资料[1]介绍用隧道二极管过零甄别器作恒比定时电路，在加到有机闪烁体的光脉冲幅度变化100:1时，时间游动为±120ps。资料[2]利用 ^{60}Co 源，在能量窗取 930keV附近15%时，定时误差为132ps（半高宽）。

10.1.4 幅度和上升时间补偿(ARC定时)

为了消除信号上升时间变化引起的时间游动，仅将（10.1.11)式中的V_T改为pA(10.1.18)式是不够的，因为（10.1.18)式只能消除A。为了能消除信号上升时间对定时的影响，可使V_T项也和$f(t)$成比例。例如取$V_T=pAf(t)$，则(10.1.11) 式为

$$Af(t-t_d)-pAf(t)=0 \tag{10.1.20}$$

在$f(t)$为直线增长前沿时，设$f(t)$的达峰时间为t_M，则在上升时间内 $Af(t)=At/t_M$，上式可改写为

$$\frac{A}{t_M}(t-t_d)-p\frac{A}{t_M}t=0 \tag{10.1.21}$$

此式可以消去上升斜率A/t_M，而得与t_M和A都无关的解——定时时间$(t_T)_A$

$$(t_T)_A=\frac{t_d}{1-p} \tag{10.1.22}$$

由于此法使幅度和上升时间变化都得以补偿（限于直线增长前沿），消除了时间游动，故称为幅度和上升时间补偿定时[1)]，即ARC定时[3]。实现 ARC 定时的线路在原理上和图10-1-9一样，只不过延迟时间t_d选取范围不同

$t_d>(1-p)t_M$：恒比甄别，$(t_T)_c>t_M$，

$t_d<(1-p)t_M$：ARC定时，$(t_T)_A<t_M$。

图10-1-10画出了ARC定时的原理图。画的是负信号输入的情况。

在恒比定时中，不管信号幅度和上升时间如何变，$V_T=pA$。触发比 $f=p$，确实为常数，所以又称为真恒比定时。在ARC定时中，触发阈$V_T=pA(t_T)_A/t_M$。对延迟 t_d的信号②而言，触发比

$$f_d=\frac{V_T}{A}=\frac{p(t_T)_A}{t_M}=\frac{p}{1-p}\cdot\frac{t_d}{t_M} \tag{10.1.23a}$$

对衰减p而不延迟的信号③而言，触发比

$$f_p=\frac{V_T}{pA}=\frac{1}{1-p}\cdot\frac{t_d}{t_M} \tag{10.1.23b}$$

在t_M为常数时，f_d、f_p才是常数。也就是说，ARC定时在信号达峰时间不变时才是真恒比，在达峰时间变化时，触发比不恒定。而且f_p的数值较大，波形涨落的影响较大。这一点不如真恒比甄别。但ARC定时能同时消除幅度和上升时间变化引起的时间游动，这是一个重要优点。

---

[1] D. A. Gedcke and W. J. McDonald. *Nucl. Instr. and Meth.*, 58 p253 (1968).

[2] B. Bengston and M. Moszynski, *Nucl. Instr. and Meth.*, 81 p109(1970).

[3] Z. H Cho, R. L. Chase, IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, NS-19, No.1.p451 (1972).

1) 幅度和上升时间补偿定时：Amplitude and Rise time Compensated timing (ARC)

当然，只有在信号是直线增长沿时才能消除时间游动。对于PIN探测器输出的电压信号，在触发比较小时是可以近似为直线增长的。所以ARC定时广泛用于半导体探测器时检电路。

就快甄别器两输入端的相对电位变化$v_D(t)$而言，ARC定时也是一种过零定时（图10-1-10）。但其过零斜率比较小，它是$v_i(t)$斜率的$(1-p)$倍。在输入白噪声时，ARC定时和前沿定时两者的斜率噪声比$(\eta_T)_A$和$(\eta_T)_L$有如下关系（设两系统的高频通带相同）

$$(\eta_T)_A = \frac{\sqrt{1+p^2}}{1-p}(\eta_T)_L \qquad (10.1.24)$$

ARC定时可以消除上升时间变化引起的时间游动，因此信号波形的统计涨落引起的时间晃动也就比较小。这一优点在很大程度上弥补了没有恒定触发比的不足。

ARC定时和真恒比甄别一样，都需要触发阈不为零的预甄别器来起动，避免噪声引起乱触发。但是对预甄别输出信号$v_P(t)$的产生时间t_P有一定要求。在信号前沿可以近似为直线时，如果预甄别阈为$-V_{T1}$，则

$$t_P \approx \frac{V_{T1}}{A} t_M$$

在$A=V_{T1}$时，$t_P=t_M$。在$A \gg V_{T1}$时，$t_P \ll t_M$。图10-1-10⑤的波形以细竖线表示出了t_P变化范围：0—t_M。这一特性用于真恒比定时不成问题，因为真恒比甄别的$(t_T)_c$在t_M之后。对于ARC定时，由于$(t_T)_A < t_M$，A小时的t_P可能为时太晚，所以要采取进一步处理办法。

由图10-1-10可以看出，在信号幅度A比V_{T1}大出足够的数值时，t_P就可以在$(t_T)_A$之前。所以，可以再用另外一个甄别阈比V_{T1}大的甄别器来剔除幅度比较小的信号；保证t_P在$(t_T)_A$之前。如图10-1-11

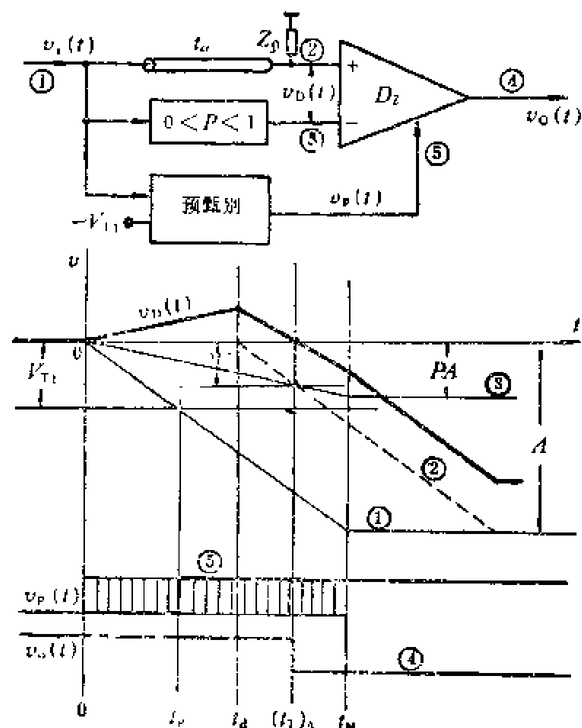


图10-1-10 ARC定时原理图

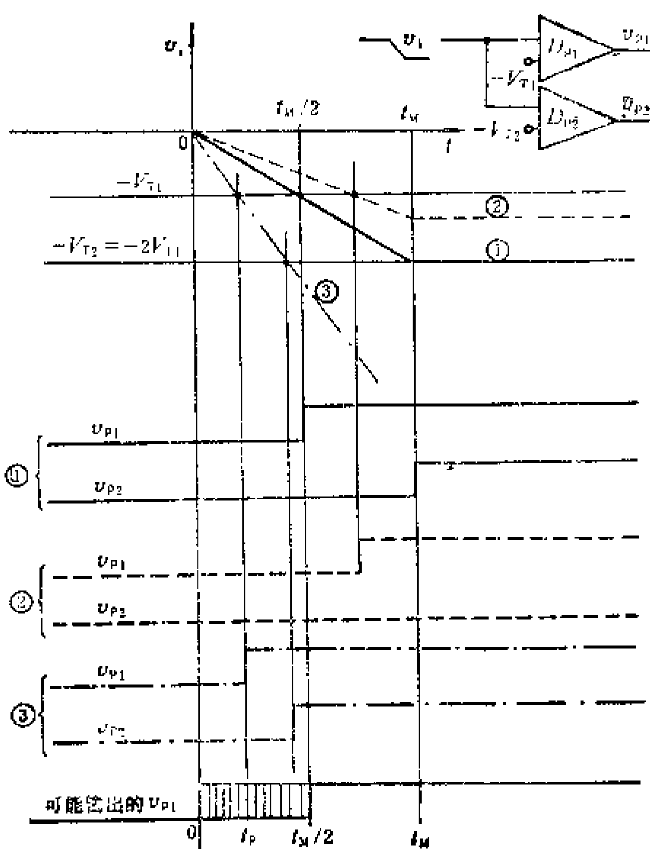


图10-1-11 双阈预甄别原理

所示，负的输入信号同时加到低阈甄别器D_{P1}和高阈甄别器D_{P2}。两者的甄别阈分别为$-V_{T1}$和$-V_{T2}=-2V_{T1}$。对于图中给出的三种不同幅度的信号①②③，输出波形v_{P1}、v_{P2}也如图10-1-11所示。如果另加一些逻辑电路（后详），使信号只有在触发D_{P2}时，v_{P1}才能输出，t_P就不会晚于$t_M/2$。也就是说，在$-V_{T2}=-2V_{T1}$的情况下，对于各种幅度的输入信号，t_P的变化范围在$t_M/2$以内，如图10-1-11最下面的v_{P1}波形所示。$(t_T)_A$只要选在$t_M/2$到t_M之间就可以了。

如果t_M是变化的，则应使$t_M/2$的最大值$(t_M/2)_{max}$不超过$(t_T)_A$。

采用这种双阈预甄别的办法，要牺牲一些小幅度信号。由图10-1-11可以看出，信号

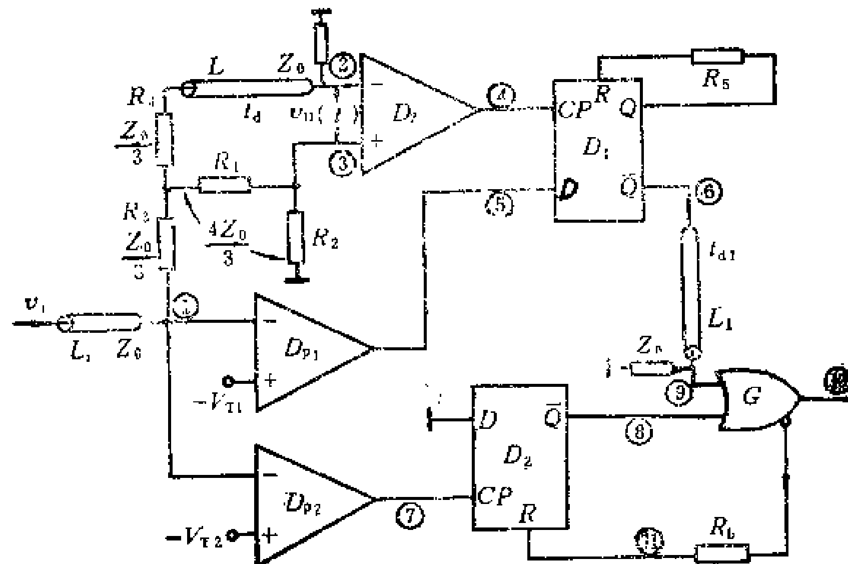


图 10-1-12 双阈预甄别ARC定时电路框图
（图中未画出L、L_1的终端匹配电阻）

①的幅度刚超过$2V_{T1}$，就可能输出v_{P1}的最小信号，而用单个甄别器进行预甄别时，信号幅度只要超过V_{T1}就有输出。这一缺点在一般情况下不是重要的，因为V_{T1}的数值通常不大。如果D_{P2}的阈选得比D_{P1}大很多，例如$V_{T2}=5V_{T1}$，t_P的最大数值将不超过$1/5t_M$，允许t_M变化的裕量更大了，但这时幅度小于$5V_{T1}$的信号将被舍弃。

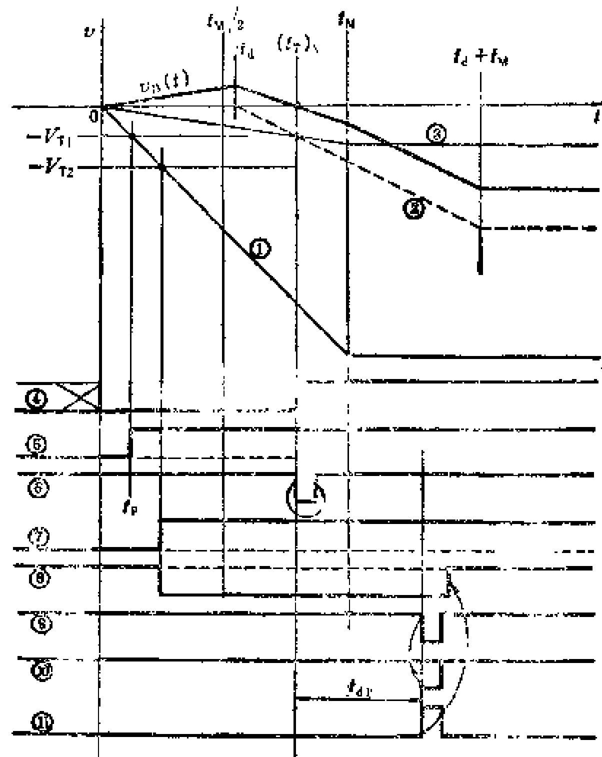


图 10-1-13 双阈预甄别ARC定时电路波形图
（波形可未画出集成电路本身的延迟时间）

在图10-1-12上画出了一个采用双阈预甄别的ARC定时电路框图。电路由ECL集成电路组成。波形画于图10-1-13。

输入信号v_i经电缆L_i输入后变为信号①。信号①除加到D_{P1}、D_{P2}之外，要经过两条支路加到

过零甄别器D_2的两输入端，形成信号$v_D(t)$。为了使L_i的终端和L的始端匹配，在此分支电路中需加入T型电阻网络（R_1+R_2）、R_3和R_4。R_1、R_2组成分压器得到衰减信号③，①经过L得到延迟t_d的信号②。各电阻的数值如图10-1-12所示时，接在L_i终端和L始端的等效阻抗皆为Z_0[1]，因为

$$[(Z_0+R_4)\,/\!/\,(R_1+R_2)]+R_3=[(Z_0+R_3)\,/\!/\,(R_1+R_2)]+R_4$$
$$=[(Z_0+Z_0/3)\,/\!/\,4Z_0/3]+Z_0/3=Z_0。$$

引入此匹配网路后，不难看出，②的幅度为①的1/2。③的幅度则为①的幅度乘以$2/3\times R_2/(R_1+R_2)$。与图10-1-10等效的p值为

$$p=\frac{2/3\times R_2/(R_1+R_2)}{1/2}=\frac{4}{3}\frac{R_2}{R_1+R_2} \tag{10.1.25}$$

改变R_1、R_2的比值可以改变p。

由(10.1.22)式知

$$(t_T)_A=\frac{t_d}{1-p}$$

如果实际仪器中已做好$p=1/3$，而且选取了$(t_T)_A=3/4t_M$(考虑到取$-V_{T_2}=-2V_{T_1}$)，则

$$3/4t_M=\frac{t_d}{1-1/3}$$

即
$$t_d=0.5t_M \tag{10.1.26}$$

使用时就可按照上式，根据不同的t_M选取合适的t_d。实际仪器常有电缆插座，便于用户外连接合适长度的L。如果要改变触发比，则要设法更改R_1、R_2的比值（R_1+R_2保持等于$4Z_0/3$）。

应当注意，(10.1.26)式是在$p=1/3$，$-V_{T_2}=-2V_{T_1}$和$(t_T)_A=3/4t_M$的条件下得出的，不是普遍结论。但不同条件下的分析方法是相同的。

图10-1-13中D_Z在$(t_T)_A$时给出定时正跳变。在$t<0$的斜十字部分是噪声触发的输出。

现在分析一下图10-1-12中双阈预甄别的逻辑。D_1、D_2是 ECL D 触发器。cp和R端都是正跳变执行功能。在D_{P1}不被信号触发时，⑤为0电平，④在$t<0$时因噪声触发产生的输出，始终使D_1处于0状态。在信号幅度小于V_{T1}时，信号④在$(t_T)_A$引起的正跳变也不改变D_1的状态。如果信号幅度超过了V_{T1}并且超过了V_{T_2}，将在$t_M/2$之前⑤变为1电平，在$(t_T)_A$时④使D_1变为1态。但由于D_1的Q端经电阻R_5反馈到R端，D_1在经过一短暂时间后即回到0态。这一短暂时间决定于D_1延迟时间和R_5与R端输入电容组成的时间常数。但是信号⑥还不能作为定时逻辑脉冲输出，因为还要经过D_{P2}选择，在信号①幅度小于V_{T_2}时应禁止输出。这一功能由或门G和触发器D_2实现。D_2在前一次定时输出后由⑪置0。如果信号⑦触发不了D_{P2}，⑧仍为1，封锁G，不产生输出，这就剔除了幅度小于V_{T_2}的信号。当信号幅度超过V_{T2}时，⑦的正跳变使D_2变为1态，⑧为0电平，开放G门。由于⑦产生正跳变的时间最晚为t_M（当①的幅度刚超过V_{T_2}时），所以信号⑥要经过延迟再加到G。t_{d1}应大于$(t_M)_{max}-(t_T)_A$，由(10.1.27)式，$(t_M)_{max}<2(t_T)_A$，所以取$t_{d1}\geqslant(t_M/2)_{max}$即可。

---

1) 见附录一。

另一方面，在输入脉冲刚超过V_{TL}而顶部很窄时，⑦可能在t_M之后即回到0电平，所以要利用D_2保持D_{P2}被触发这一信息（⑧保持0电平），直到⑨通过G输出后才由⑩使D_2复0。图中波形除R_5、R_6的延迟作用外，未画出各ECL集成电路本身的延迟。

根据D触发器的功能，当⑤的正跳变出现在$(t_T)_A$之后，并不改变D_1的状态。也就是说，D_1已可以避免在$t_P>(t_T)_A$时产生错误定时。但是，当t_P恰在$(t_T)_A$前出现时（图中虚线），⑥的前沿可能不稳定。由于有了D_{P2}的上述功能，凡$t_P>t_M/2$的信号皆不产生定时输出⑩。错误定时乃可避免。

定时逻辑脉冲⑩产生时间相对于$(t_T)_A$有延迟t_{d1}，但和$(t_T)_A$相对于$t=0$有延迟一样，是个固定延迟。在时间分析系统中可以校正或补偿。

资料[1]介绍了双阈预甄别ARC定时，用于塑料闪烁体和Ge（Li）探测器组成的时间

表10-1-1　几种时间检出方式的比较

时检方式	波形	成形信号相对斜率	迭加在成形信号上的相对噪声	噪声引起的相对时间晃动	幅度变化时的时间游动	上升时间变化时的时间游动	触发比
前沿触发	(a)	1	1	1	有	有	$\frac{V_T}{A}$
过零定时	(b)	2	$\sqrt{2}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	无	有	$\frac{1}{2}$
真恒比定时	(c)	1	$\sqrt{1+p^2}$	$\sqrt{1+p^2}$	无	有	p
ARC定时	(d)	$1-p$	$\sqrt{1+p^2}$	$\frac{\sqrt{1+p^2}}{1-p}$	无	无	$\frac{p}{1-p}\ \frac{t_d}{t_M}$

[1] M. O. Bedwell and T. J. Paulus, IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, NS-23, №.1 p234 (1976).

测量系统，在Ge (Li) 探测器灵敏体积为10c.c量级时，信号幅度（511keV附近）变化20:1，时间分辨能力可小于10ns（半高宽）。利用NaI(Tl)闪烁体和快光电倍增管，对于^{60}Co的γ射线，在信号幅度变化范围为50:1时，时间分辨能力（半高宽）可小于1ns，用塑料闪烁体时时间分辨能力可小于300ps。

以上几种时间检出方式的相对性能可归纳为表10-1-1。本表假定输入信号具有直线前沿、输入噪声为白噪声。对于过零定时，还假定了信号后沿斜率的绝对值和前沿斜率相同。表中所用符号和前几小节的一样。设输入信号为$Af(t)$，则表中波形

$$1\text{——}Af(t-t_d)$$

$$2\text{——}pAf(t)$$

$$3\text{——}v_D(t)\quad pAf(t)-Af(t-t_d)$$

由表10-1-1可知，过零定时、真恒比定时和ARC定时的成形信号$v_D(t)$都是一种过零信号，不同之处只是成形电路中t_d和p各不相同。简单说来，过零定时的成形信号过零点$(t_T)_z$位于信号2的后沿，真恒比定时成形信号过零点$(t_T)_c$位于信号2的顶部，而ARC定时的$(t_T)_A$则位于信号2的前沿。这些区别决定了它们性能上的异同。

最后，还应说明，许多技术资料中把真恒比定时和ARC定时统称为"恒比甄别"或"恒比定时"。同一个恒比甄别线路，改变p和t_d，既可调成真恒比甄别，又可调成ARC定时，不过，能用作ARC定时的预甄别器应有特殊功能（见10.1.4节）。

资料[1]提出用电荷存储二极管来获得近于理想的过零定时。电荷存储二极管在通以正向电流的瞬间，相当于一个大容量电容，可以将正向电流的电荷存储起来，并保持几十微秒的时间。如果正向电流持续时间远小于几十微秒，电荷存储二极管不会过渡到正向导通状态而起电荷存储作用。在电流随后反相时，管压降仍为正向，直到放完存储电荷后才急速产生反向跳变。在反相时其结电容小于1pF，可在反相电流充电下产生很快的反向电压跳变。这一特性可用作理想过零甄别。如图10-1-14，i_1为按恒比甄别或ARC定时方式成形的过零信号。i_1正向时，电荷存储于电荷存储二极管D_1，D_1管压降v_0约为+0.7V。i_1反相时，v_0变化甚微，直到D_1的存储电荷放完，v_0才在t_T'产生负跳变。如果t_T'比少数载流子寿命小得多，t_T'前i_1的正负部分面积将相等（斜线区）。所以，t_T'是i_1的积分波形q_1的过零点。对于线性系统，q_1的过零点显然也与信号幅度无关。在i_1按ARC定时方式成形并且$t_T'<t_M$时，t_T'也与t_M无关。在i_1（t_T'时）有几毫安以上时，v_0在t_T'的下跳速度可达到V/ps量级。这使得D_1起到近于理想的过零甄别的作用，而且不需调整。在t_T'远小于少数载流子寿命时，载流子寿命随温度的变化对t_T'影响不大。v_0下跳所达到的幅度则决定于i_1和并联于D_1的电路阻抗。

资料[2]介绍了利用电流放大器将i_1放大后加到D_1，利用NE-102A塑料晶体和RCA8575光电倍增管，对^{60}Co在幅度动态范围为100:1时，测得分辨时间为0.41ns。在起始道和停止道都利用单端Ge(Li)同轴探测器时，对^{22}Na在幅度动态范围为100:1时，分辨时间为12.8ns。资料[3]介绍了直接利用光电倍增管的阳极电流和打拿极电流迭加来得到上述电流i_1的简单方法。

---

[1] J. K. Vojnovic International Symposium on Nuclear Electronics, Versailles, Paper №.59, 1968.

[2] A. Arbel *et al.*, IEEE *Trans* NS-21 №.4, p3(1974).

[3] 张天保、刘宇庆，核探测器和核电子学，1979年会议资料汇编，第307页，原子能出版社。

10.1.5 定时电路输入信号的放大

除了闪烁探测器的阳极输出电流脉冲有时直接用于驱动定时电路外，一般探测器的输出信号都要经过放大。

1. 定时前置放大器

目前，主要用于能量分析的前置放大器，在定时的时间分辨能力不要求特别高时，可用作定时信号的前置放大器。

用于半导体PIN探测器的前置放大器，在探测器电容为100pF时，输出信号的上升时间约20—50ns。考虑到PIN探测器的电荷收集时间比较长（10^{-7}秒级），而且与粒子入射位置有很大关系，没有必要采用上升时间更快的前放来放大用于定时的信号。这种探测器的前置放大器有时将同一个输出信号分两个输出端输出，一个用于谱仪放大器，放大后进行能量分析；另一个用于快放大器，放大后用于驱动定时电路。

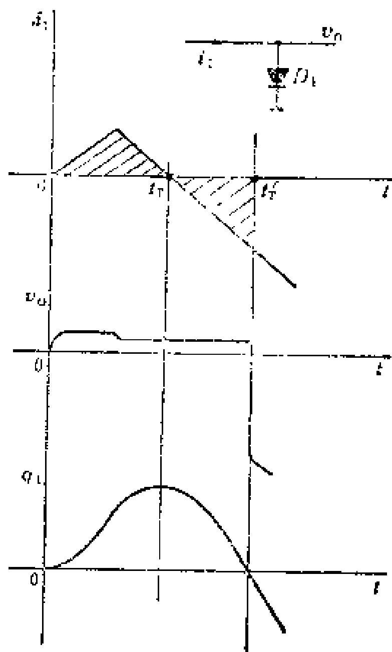


图10-1-14　利用电荷存储二极管获取过零定时

用于正比计数的前置放大器与此类似，唯有上升时间约20ns左右。

用于硅面垒探测器的前置放大器，常将前置放大器第一管的输出信号另经快放大电路放大输出，作为定时用的信号。其上升时间可小到几ns。

用于闪烁探测器的前置放大器，其输出信号上升时间通常为十几ns。

为了从探测器得到上升时间更快的信号，对于闪烁探测器可利用阳极饱和电流脉冲（此时从最后一个或倒数第二个打拿极引出用于能量分析的信号）。对于其它的探测器，就要设法在上述前置放大器（以下简称前放）之前引出信号另由快前放放大。薄的面垒探测器（ΔE探测器）电荷收集时间很短（几百ps），更有必要这样做。图10-1-15是两种在测量能量的电荷灵敏前放上并联定时快前放的方法。这种电路结构的主要问题是既要取得快信号又要避免快前放对电荷前放的影响，既不影响电荷量，又不增大噪声。

图10-1-15（a）是电阻耦合式。快前放必须是低噪声高阻输入级。在探测器输出极短的电流脉冲时，R和L隔离了电荷前放（Q），探测器的输出电荷被收集于探测器电容C_D。它所产生的电压由快前放（V）放大输出，作为定时前放输出信号v_T。待电荷前放（开环增益为A）完成反馈建立过程使输入电容变为（$1+A$）$C_f \gg C_D$时，C_D上的电荷经R输入电荷前放，产生用于能量分析的输出信号v_E。电荷前放的反馈建立速度决定了C_D上信号的后沿下降速度，即决定快前放输入信号的后沿下降速度。电阻R的噪声由旁路小电感L抑制。对于探测器输出的窄脉冲电流，L相当开路；对于电荷前放的稳态，L相当短路。

图10-1-15（b）是变压器耦合式。变压器T要采用微波技术中使用的低损耗低噪声变压器。电容C提供其高频通地迴路（在探测器输出的脉冲作用时，电荷前放输入端不是虚地）。取$C \gg C_D$，则探测器输出电荷主要被收集于C。变压器次级输出信号经快前放输出，作为用于定时的信号v_T。当电荷前放的输入电容达到$(1+A)C_f \gg C$时，C上电荷转入C_f，

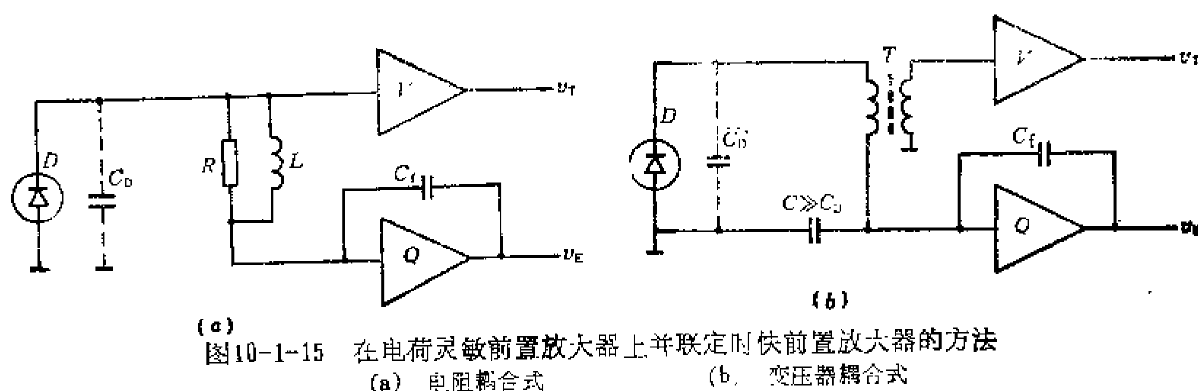


图10-1-15　在电荷灵敏前置放大器上并联定时快前置放大器的方法
(a)　电阻耦合式　　(b)　变压器耦合式

产生用于能量分析的信号v_E。变压器的频带下限设计得较高，可以避免快前放的噪声传到电荷前放。

图 10-1-15 中的快前放不要求有很好的线性。利用变压器耦合的前放，输入阻抗可以比较低，快前放由超高频晶体管加不深的负反馈做成。图10-1-15(b)中由于$C\gg C_D$，对电荷前放的噪声有所增加。

2．　**亚纳秒冷终端**

除了多丝室等位置灵敏探测器外，硅面垒型探测器有时也用电缆将信号传送到前放，前放可以不和探测器一起置于核辐射或真空环境下，实验时便于更换或改变联结方式。在这些情况下，都要求前放的输入端作为电缆的低噪声匹配终端。图 10-1-16 是两种亚纳秒电缆终端前放。图10-1-16(a)和图10-1-15(a)类似，不过为了匹配，R的数值需等于电缆的特性阻抗Z，并引入C作为高频接地。通常取$C=500$—1000pF，使C的阻抗$X_c\ll Z$。L通常取10—20μH。C的接入要增大电荷前放的噪声，但此电路用于硅面垒探测器，能量分辨率不如Ge(Li)、Si(Li)或Ge探测器，允许噪声稍大。

图10-1-16(b)和图10-1-15(b)类似，并令$X_c\ll Z$。

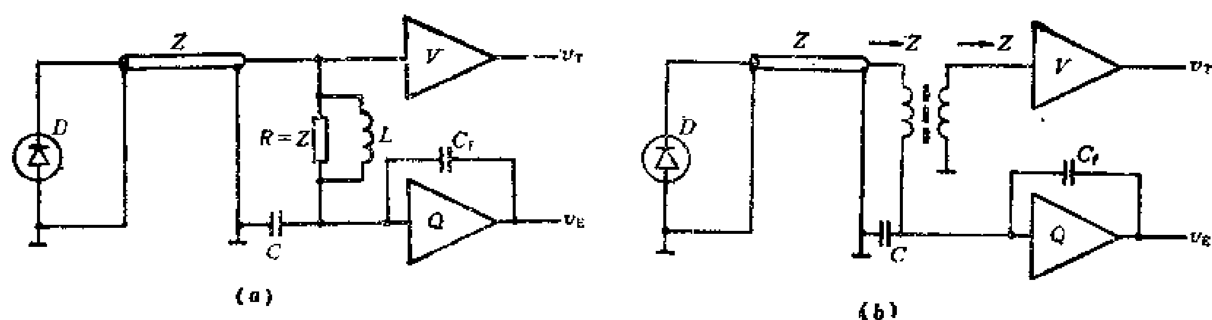


图10-1-16　亚纳秒电缆终端的能量、定时前置放大器
(a)　电阻耦合式　　(b)　变压器耦合式

作为亚纳秒冷终端的快前放，难以采用第五章那种冷阻前放。因为在亚纳秒范围，前置放大器的内部电路不能简单地象图 5-2-9 那样简化为一个理想跨导放大器和一个积分电容。采用了图10-1-15和图10-1-16那样的并联快前放结构后，其中的快前放不同时担负能量分析信号的放大作用，因此可以采用更简单的电路。图10-1-17是利用微波变压器(工作频率 1GHz) 进行负反馈的冷终端前放。假设变压器为理想变压器和晶体管射极电阻$r_e\ll Z$、集电极电阻近于无穷，近似取$i_c=i_e=i$，则

$$\frac{v_i}{Z_i}=i_e=i_c=i \tag{10.1.27}$$

$$v_o=mv_i=miZ_i \tag{10.1.28}$$

$$i_o=\frac{v_o}{Z_L}=m\frac{Z_i}{Z_L}i \tag{10.1.29}$$

电压增益
$$A_V=\frac{v_o}{v_i}=m \tag{10.1.30}$$

电流增益
$$A_I=\frac{i_o}{i_e}=m\frac{Z_i}{Z_L} \tag{10.1.31}$$

在图中各线圈的匝数比为1:n:m时，由信号电流安匝数等于负载电流安匝数的条件，为满足$Z_i=Z_L$，应有 $i_e(1+n+m)=i_o m$

即
$$n=m^2-m-1 \tag{10.1.32}$$

资料[1]讨论了上述快前放问题。对于图10-1-17(a)的电路，在通频带为10—400 MHz，电缆特性阻抗为50Ω时，得到电压增益 $A_V=3$。输入反射系数<15%，其噪声和没有反馈的晶体管电路噪声相同。对于更简单的电路[图10-1-17(b)]，在假设be结电阻$r_{be}=\beta r_e$>>Z的条件下，为使$Z_i=Z_L=Z$，应有电阻为

$$R_F=\frac{Z^2}{r_e} \tag{10.1.33}$$

电压增益为
$$A_V=\frac{Z}{r_e}-1 \tag{10.1.34}$$

R_F的噪声为信号源的内阻所抑制。两级这种电路串联，采用RFQ69晶体管，总电压增益可达30，上升时间小于1ns，等效输入噪声6.5μV，输入反射系数<10%（可仔细调晶体管电流来改善）。缺点是动态范围有限。在射极串接电阻可增大动态范围，但噪声有所增加。

为了测试包括快前放在内的定时系统的性能，不能象测试电荷灵敏前置放大器那样，用电压脉冲源通过一个小电容注入测试电荷。因为输入电阻和电容对注入电荷量有影响。宜采用图10-1-17(c)那样的测试电路。脉冲发生器的信号通过50Ω的电缆加到此测试电路输入端，C_D和低内阻的信号v_i对快前沿输入端等效为电流源i_i与C_D并联（图10-1-17(d)），可模拟探测器的情况。i_i和v_i的关系为$v_i=\frac{1}{C_D}\int i_i dt$。图中$R_1$应是小分布电容(<0.1pF)电阻，$R_2$应是低电感（<0.01nH）电阻。$R_{if}$是被测快前放的输入电阻，设为50Ω。

3. 定时滤波放大器

用于定时的前放输出信号有时还要进一步放大才能驱动定时电路。这需要一种快速的主放大器，其上升时间不超过几ns。这种放大器还应有可调的滤波电路，其微分、积分时间常数通常为几ns到几百ns。这种放大器称为定时滤波放大器。其线性和稳定性可以比一般谱仪放大器低，噪声则要求尽可能小，通常在带宽达100MHz时折合到输入端的噪声不大于几十μV。在微分、积分时间常数皆为100ns级时，可小到十几μV。具体电路可参阅资

[1] Helmuth Spieler, IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, NS-29 No.3 p1142(1982).

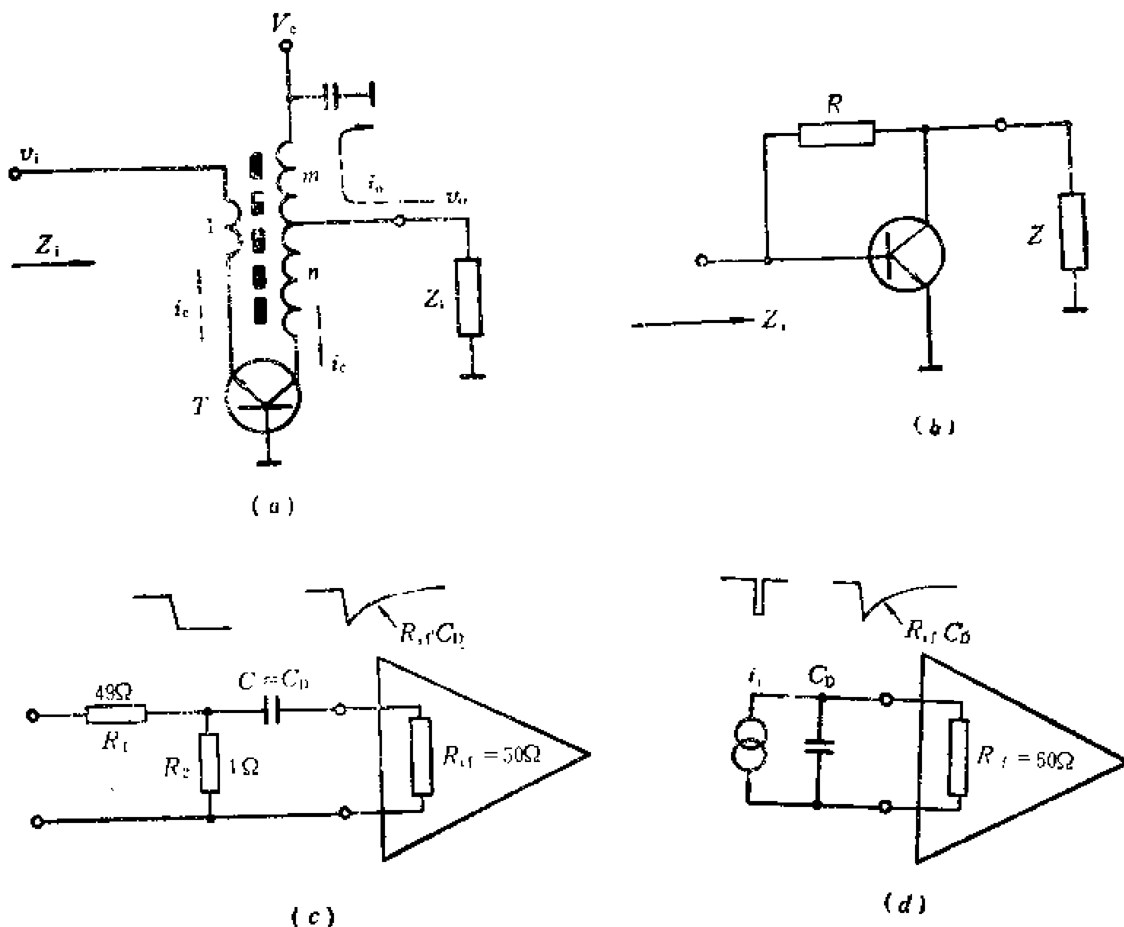


图10-1-17　亚纳秒冷终端快前置放大器及其测试电路

(a)　变压器用作无噪声反馈元件　　(b)　利用电阻反馈的简单电路

(c)　测试电路　　(d)　测试电路的等效电路

料[1]。资料[2]提出，对于同轴锗锂探测器，如要求低能端定时误差较小，积分时间常数取探测器最大电荷收集时间的十分之一左右为宜。

第二节　符　合　测　量

10.2.1　概述

符合测量是一项广泛应用的核电子学方法，用来选取时间上符合的事件，舍弃无关事件，以免无关事件淹没了符合事件的信息。用于符合测量的电路称为符合电路[1)]。其基本逻辑功能相当一个数字门电路。如图10-2-1所示，对于正信号输入的（图10-2-1(a)），相当一个与门或者与非门；对于负信号输入的（图10-2-1(b)），相当一个或门或者或非门。显然，符合电路只有在各路输入信号在时间上重合或部分重合时，才可能产生输出信号，称为符合输出。通常各路输入信号都先成形为宽度相同的逻辑脉冲。信号成形得越窄，能产生符合输出的输入信号在到达时间上的差别就越小；我们称之为分辨能力高或分辨时间

---

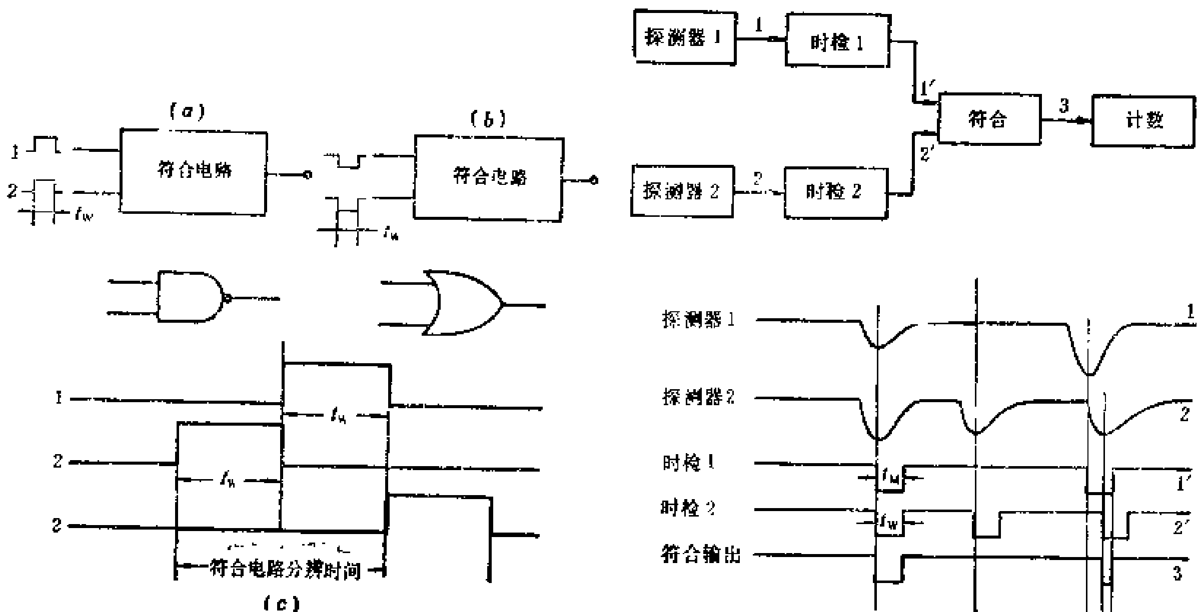
[1]　席德明、许廷宝、郭瑞琪等，常用核电子技术，第104页，科学出版社，1982年。

[2]　Mohamed Yousif EL-Ibiary, IEEE *Trans*. NS-27, №.2 p974 (1980).

1)　符合电路：Coincidence Circuit

小。图10-2-1(c)是在能够产生符合输出的条件下，输入信号2和1之间容许的最大时差范围。在理想情况下，所形成的信号为矩形脉冲并且不存在时间游动和晃动。符合电路本身也不存在过渡过程的条件下，能产生符合输出的输入信号时差范围等于输入信号宽度的两倍，即信号间隔在$-t_W$到$+t_W$之内可产生符合输出。对于目前的探测器和核电子学系统，分辨时间在μs量级时，近乎这种情况。在分辨时间小到ns量级时，信号的上升、下降时间，定时的游动和晃动，符合电路本身的过渡过程都不可忽略。

符合测量的简化框图如图10-2-2。一个核事件产生的一对粒子分别为两个探测器探测到（或一个粒子穿过两个探测器），它们输出的电脉冲经各自的时间检出电路定时、成形，变为代表事件发生时间的定时脉冲。其波形、幅度和宽度一定，分别送到符合电路的两个输入端。符合后产生一个输出脉冲被计数器记录，表示记录到一次符合事件。这是符合测量的基本过程。来源于同一个核事件的两个脉冲产生的符合称为真符合。来源于不同核事件而且时间上偶然重合的信号所产生的符合称为偶然符合[1]。



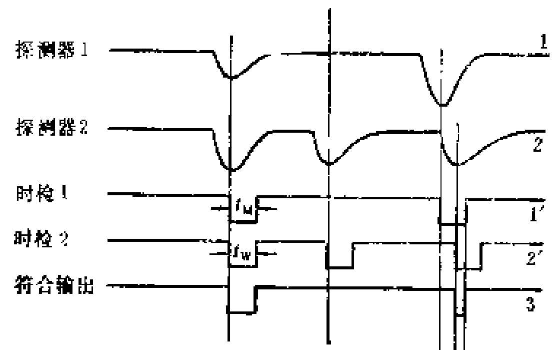


图10-2-1 符合电路的基本功能
(a) 正信号输入
(b) 负信号输入
(c) 能产生符合输出的最大时差在理想情况下为$\pm t_W$

图10-2-2 符合测量简化框图和波形

图10-2-2中1和2分别是探测器1和2的输出信号，1′和2′分别是时检电路1和2输出的定时脉冲，宽度已成形为t_W。如两输入信号出现时间的间隔小于$\pm t_W$，就产生符合输出，认为此两个脉冲是“同时”到达的。符合电路所能识别的“同时”，不是严格的同时，只表明两输入脉冲的到达时间在一定范围内。所以t_W越大，发生偶然符合的概率就越大。但是，t_W也不能选得太小。由于探测器输出信号存在时间涨落和实际的时检电路存在时间游动和晃动，真符合事件产生的两信号可能不同时到达符合电路，在t_W过小时将有真符合计数损失，所以要根据实际条件合适选择t_W。选择时主要考虑的问题就是真符合效率和偶然符合计数率。

1) 偶然符合：Accidental Coincidence

10.2.2 符合电路实例

符合电路的基本功能虽可以用一个逻辑门电路来说明，但是实际的符合电路都需要有一个比较好的输入信号成形级，以便把各输入端的信号成形为宽度相同而且稳定的脉冲，然后加到逻辑门电路。所成形的信号宽度还要能方便地调节，以便获得不同的分辨时间。逻辑门电路的输出信号宽度和输入信号重叠部分的宽度有关，也需要成形为宽度一定的输出脉冲，以便后面的计数设备记录或用来进行符合控制。图10-2-3是一个三输入端符合电路的原理图[1]。

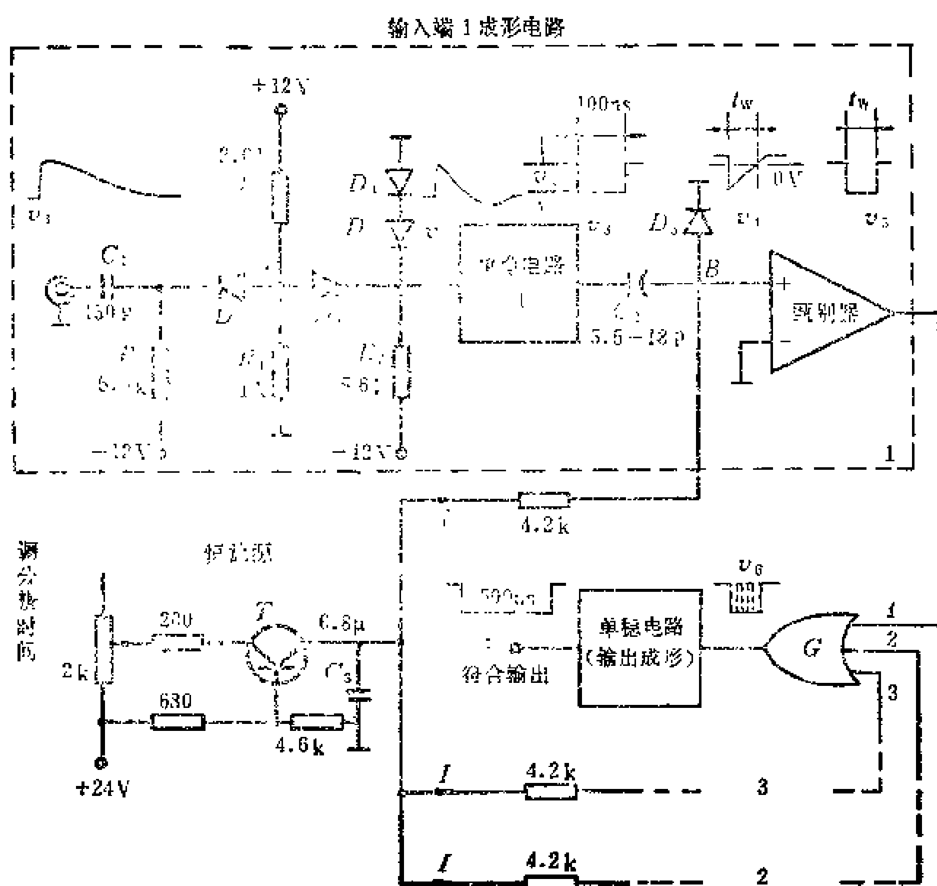


图10-2-3　符合电路实例

图中只画出了输入端1的成形电路。2、3端与1相同，从略。正信号v_1经过微分、限幅电路输入。静态时D_1、D_2导通，A点电位约为0.3V，D_3、D_4截止。在输入信号幅度不很大时，D_1、D_2保持导通，信号可经D_1、D_2输入。此时的输入电路起微分电路作用，微分时间常数约为85ns。这个微分作用是单稳电路1要求的。当正向信号过大时，D_1截止，A点电位最多升高到2V左右。此时的输入电路起限幅电路的作用，避免过大信号损坏后面的电路。此限幅电路可耐受的输入信号幅度决定于D_1击穿电压，例如50V。过大的负信号输入时，D_2截止，D_3、D_4导通，v_2的负向幅度不超过－1.4V。v_2触发单稳电路1，产生幅度为V_3的输出脉冲v_3。其宽度设计得大于本符合电路所需的成形脉冲宽度t_W：在本例t_W为5ns

1）选自美国ORTEC公司仪器说明书：Model 414A Fast Coincidence Operating and Service Manual，（参数略有改动）。

—55ns，v_3宽度取100ns。B点电位静态为+0.6V。v_3使B点电位下跳V_3时，甄别器输出信号v_5下跳到低电平。随后电流I（静态时流过D_5）使C_2充电，B点信号v_4上升。v_4上升到零电位时，甄别器复位，其输出信号v_5的宽度为

$$t_W \approx \frac{(V_3-0.6)C_2}{I}$$

在$I=4$mA，$C=14$pF和$V_3=2V$时，$t_W \approx 5$ns。

图中电流I由恒流源供给。静态时T的输出电流（$3I$）分三路流入各输入端成形电路中的D_5。各路之间由电阻（图中为4.2kΩ）和电容C_3互相隔离，使各路B点波形互相不存在影响。调节T的电流即可同时调节各输入端的成形信号宽度t_W。在图中给定电路参数下，I的调节范围是4mA—0.36mA，t_W的调节范围为5—55ns。

各路成形好的信号v_5加到或门G进行符合。G的输出信号v_6宽度不固定，经输出成形单稳电路成形为宽度恒为500ns的输出脉冲v_7（符合输出）。

有的符合电路采用10.4.3节的时幅变换方法来调节分辨时间。将输入信号的时差变换成与之成比例的输出信号幅度，用甄别器甄别掉幅度超过甄别阈的输出信号，也就是使时差大于一定数值的信号不产生输出。调节甄别阈就等效地调节了t_W。

10.2.3 瞬时符合曲线

为了测定符合系统分辨粒子的能力，常利用同一瞬时产生两个粒子的放射源，或激发态寿命远小于系统定时误差的放射源，来测定系统的瞬时符合曲线：在两路信号通道中用延迟线引入相对延迟，然后人为地改变相对延迟，测量符合系统的输出计数率和相对延迟的关系。它利用了同一瞬时发生的核事件来测量的，所以称为瞬时符合曲线[1]。

1. 电子学符合曲线

在包括探测器在内的符合系统中，常常先要测定符合电路本身的符合曲线，不用放射源和探测器而用信号发生器同时产生的一对脉冲来测量，所以测出的符合曲线称为电子学符合曲线。

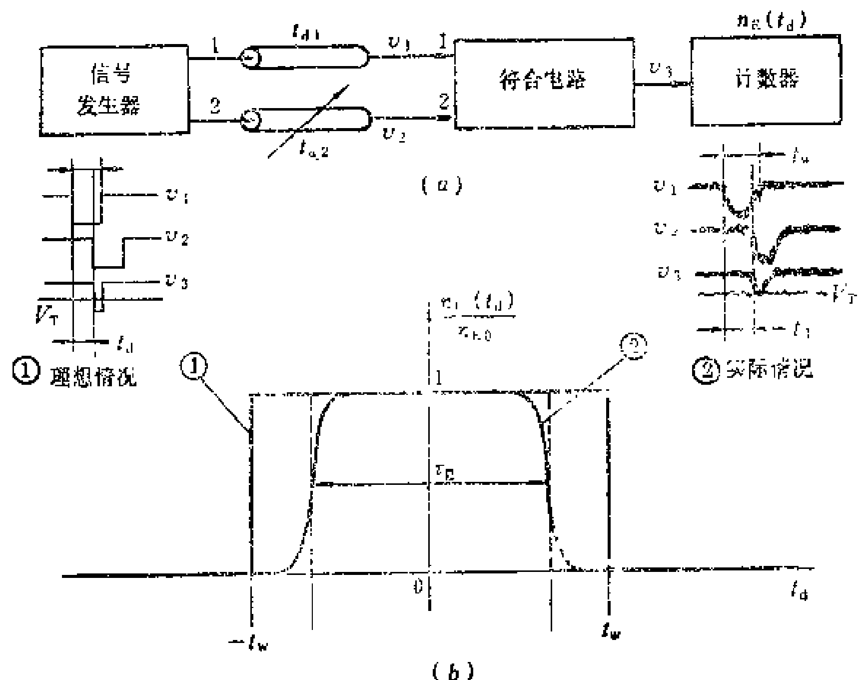


图10-2-4　测量电子学符合曲线的方法
(a)　方框图　　(b)　电子学符合曲线（实线①为理想电子学符合曲线，实线②为实际电子学符合曲线）

如图10-2-4所示，信号源输出的矩形逻辑脉冲（计数率为n_{E0}，脉宽皆为t_W）分别通过延迟时间t_{d1}和t_{d2}加到符合电路输入端1和2。$t_d = t_{d2} - t_{d1}$。延迟时间t_{d1}是

1）瞬时符合曲线：Prompt Coincidence Curve

固定的，t_{d2}可调。引入t_{d1}是为了既可以使v_1在v_2之前，也可以在v_2之后，从而使t_d正负可调。测量结果画于图10-2-4(b)。曲线$\frac{n_E(t_d)}{n_{E_0}}$-t_d称为符合曲线。其纵坐标是在不同t_d时测得的相对符合计数率。横坐标是相对延迟时间t_d。当$|t_d|<t_w$，$n_E(t_d)=n_{E_0}$。当$|t_d|>t_w$，$n_E(t_d)=0$。

如果考虑加到符合电路的实际脉冲v_1、v_2存在一定上升、下降时间，符合电路又有一定过渡过程，在两输入端的信号v_1、v_2重合部分较小时，符合电路的输出信号v_3幅度变小。当小到不能超过计数设备的甄别阈V_T时，v_1、v_2即使有部分重合，也不能产生符合计数，符合曲线如图10-2-4(b)中虚线所示。如果在上述情况下，再考虑到信号、符合电路和计数器触发阈都存在噪声和干扰，符合曲线就不是矩形的了。由于左右边界的涨落，使得测出的符合曲线如图10-2-4(b)②所示，称为实际电子学符合曲线。①则称为理想电子学符合曲线。在这两种情况下，符合分辨时间都定义为符合曲线的半高宽FWHM，仅由电子学信号测定的符合电路分辨时间称为电子学分辨时间τ_E。对于同样τ_E，符合曲线两侧斜率大的好，所以有时还要确定符合曲线的FWHM。

2．**物理瞬时符合曲线**

如果图10-2-4中的信号源是实际的探测器和时检电路系统，在使用瞬时符合源来进行测量时(例如利用 ^{60}Co的级联衰变，γ_1和γ_2的发射时间只相差10^{-11}秒)，测出的就是物理瞬时符合曲线。包括了探测器时间涨落、时检电路的游动和晃动等实际物理因素。物理瞬时符合曲线有时简称为物理符合曲线。

在探测器、时检电路的时间涨落比之τ_E不可忽略时，物理符合曲线就和电子学符合曲线明显不同。由真符合事件测出的物理符合曲线$n_p(t_d)$，为物理信号时差涨落概率密度函数$p(t_d)$和电子学符合曲线$n_E(t_d)$的卷积

$$n_p(t_d)=p(t_d)*n_E(t_d) \tag{10.2.1}$$

图10-2-5画出了$[n_p(t_d)+n_a]/n_{p_0}$和t_d/σ的关系(n_a是偶然符合计数)。这里σ是两探测器和时检电路输出信号时差涨落的标准偏差，τ_E是电子学分辨时间，n_{p_0}是探测器输出的真符合脉冲计数率。

利用图6-3-3说明的概念，$n_p(t_d)/n_{p_0}$最大值为1的条件是，电子学分辨曲线存在宽度大于物理信号时差涨落范围的平顶(平顶处$n_E(t_d)/n_{E_0}=1$)。图10-2-5中表示了τ_E和σ为不同比值时的物理符合曲线。$\tau_E\gg\sigma$时，物理符合曲线和电子学符合曲线相近。σ略大于或近于τ_E时，物理符合曲线高度下降，因为有些真符合计数丢失了。

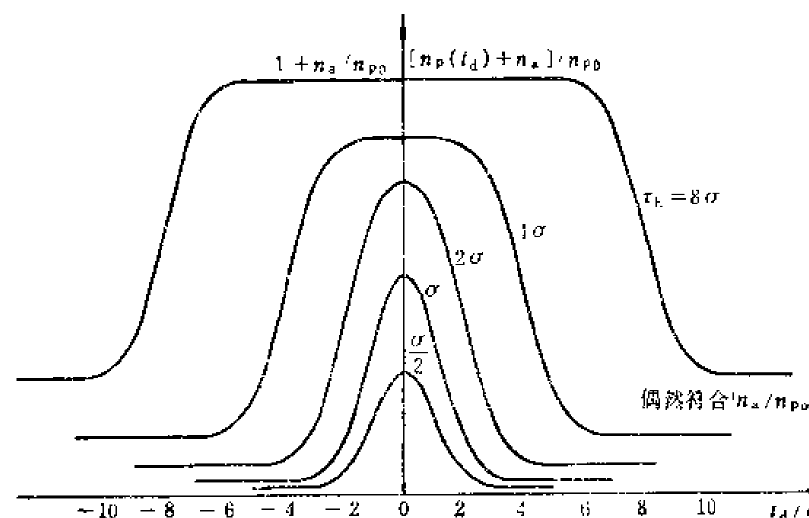


图10-2-5　物理符合曲线

符合测量中还有一个重要问题，就是概述中提到的偶然符合。不是同一个核事件产生

的互相独立无关的两个探测器输出脉冲，它们偶然地可能同时到达符合电路或时差在符合曲线范围内，也会被当作符合事件记录下来，即所谓偶然符合。显然，偶然符合计数和t_d无关，偶然符合计数n_a是一条平行于t_d轴的横线(但有统计涨落)。图 10-2-5 上画的就是包括偶然符合的物理符合曲线，纵坐标为$[n_p(t_d)+n_a]/n_{p_0}$。τ_E越大，n_a也越大。

设探测器 1 和 2 输出信号的计数率分别为n_1和n_2(独立无关)。探测器 1 每秒钟平均输出n_1个信号，在其每一个信号后t_d到t_d+dt_d内，出现探测器2的信号的概率为n_2dt_d，能被符合电路记录的概率为$n_p(t_d)/n_{p_0}$，所以n_1、n_2产生的偶然符合总计数为

$$n_a=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{n_p(t_d)}{n_{p_0}}n_1n_2\,dt_d$$

n_a与t_d无关。从图10-2-5的物理符合曲线中减去n_a，得到真符合的符合曲线，其半高宽定义为符合系统的物理分辨时间τ_p。

在假设符合曲线可近似为高度为1、宽度为τ_p的矩形函数时(τ_p之外高度为0)

$$n_a=\tau_p n_1 n_2 \tag{10.2.2}$$

由图10-2-5的物理符合曲线，可以看出：

(1) 由于时间涨落的影响，一对真符合脉冲到达符合电路的时差出现统计涨落。如τ_E选得很小，例如$\tau_E\leqslant2\sigma$，真符合事件可能漏记，造成真符合计数损失。τ_E越小，损失越多。

(2) 如τ_E较大，例如$\tau_E\geqslant4\sigma$，符合曲线出现平顶，在平顶宽度大于或接近信号时差涨落范围时，真符合脉冲可全部或基本上都记录下来。探测器信号时差的涨落对真符合计数率的影响可以忽略不计。

(3) 随着τ_E增大，偶然符合计数率正比增大。而且偶然符合计数对真符合计数之比随τ_E的增大而增大。偶然符合计数在两探测器接受的辐射很强时可能很大(10.2.2式)。人为增大平均相对延迟时间t_d，在远离符合曲线峰部处可以测到偶然符合计数。从而可从实际符合曲线中扣除偶然符合计数。但这样做的结果统计误差是很大的，而且τ_E愈大，误差愈大。

综上所述，分辨时间τ_E的选择要综合考虑。从时间分辨率和减少偶然符合计数看，τ_E小好；从真符合计数损失看，τ_E不能太小。符合测量系统所能做到的最小分辨时间根本上取决于探测器、定时系统的时间涨落。

10.2.4 快-慢符合和反符合

1. 快-慢符合

在核物理实验中，为了用符合电路选择有一定时间关系的粒子进行能量分析，借以减少本底；或者选择一定能量范围的粒子进行时间分析，借以提高时间分辨率。这都需要在测量探测器脉冲时间关系的同时，选择脉冲幅度。这样，不但要有符合电路，而且要有选择脉冲幅度的甄别器或单道分析器。确定时间关系用分辨时间很小的“快”符合电路，快符合电路的输出和时间特性较慢的幅度选择电路的输出，由慢一些的符合电路再次进行符合选择。就可完成时间和幅度两方面的选择。这种包括快、慢符合电路的系统称为快-慢符合系统。

图10-2-6是一个使用单道分析器选择幅度的快-慢符合的框图。探测器信号经时检电

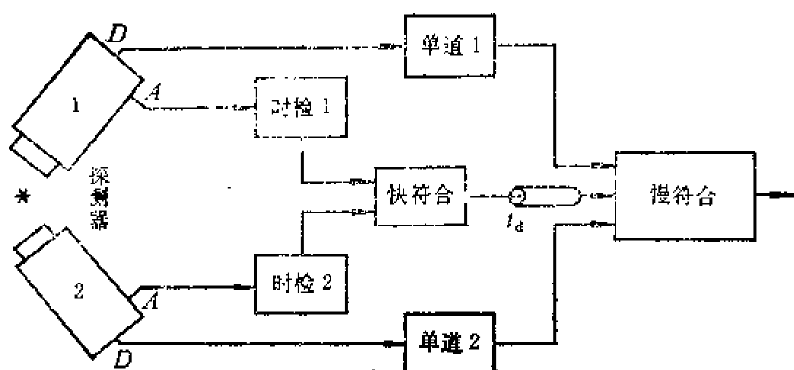


图10-2-6　快-慢符合

路进入快符合，进行时间选择。同时这一对信号分别经单道 1 和 2 进行幅度选择。只有当时间和幅度条件都满足时，慢符合才有输出。延迟时间 t_d 用来补偿单道分析器的时间延迟。快、慢信号通常在光电倍增管的不同电极引出，例如，快信号由阳极A引出，慢信号由最后一级打拿极D引出。对半导体探测器，可利用能分别输出能量和时间信息的前置放大器。

用于时间测量的快-慢符合系统中，慢符合的偶然符合概率较大，但这只影响到幅度选择的偶然差错。慢符合的偶然符合太多时，相当幅度选择不够有效。例如，有两对输入脉冲：第一对是真符合输入，时间和幅度合适，应该记录。第二对在快符合电路中已产生符合输出，而幅度不满足要求，不应记录。但如果这两对脉冲在时间上距离很近，在慢符合分辨时间之内，那末第二对也会在慢符合中引起符合输出。不过此输出只是不在预定幅度范围内的而已。当然幅度选择电路和慢符合电路也不宜太慢，在保证能实现幅度选择的前提下，也要尽量快一些。图中的单道宜用定时单道分析器。

2．**反符合**

反符合电路如图10-2-7，A 输入端为符合信号输入端(可以多路输入)，B输入端为反符合信号输入端。只要 B端有信号存在(B端为1电平)，C 就没有输出(恒为 1 电平)。反符合电路的基本功能可由图10-2-7中的逻辑电路表示。图中画出了波形图，原理简单，不需多作说明。反符合电路在物理实验中用来剔除那些不希望在某一时间间隔内出现的信号，如图 10-2-7，在时间间隔τ_a内输入信号 A 可被剔除，τ_a称为反符合时间

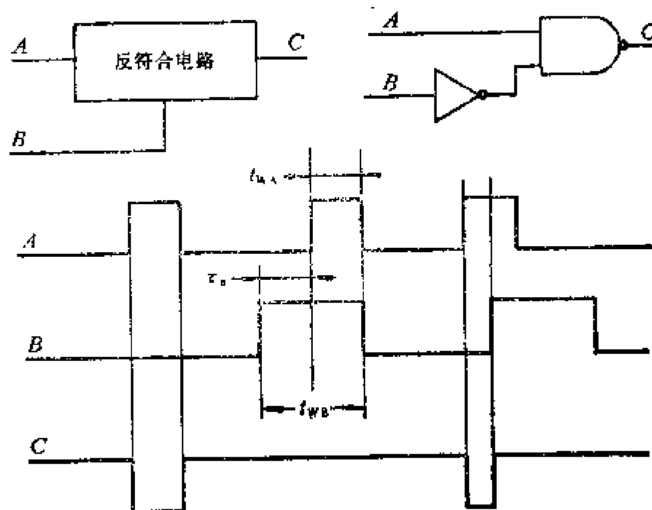


图10-2-7　反符合电路

$$\tau_a = t_{WB} - t_{WA} \tag{10.2.3}$$

其中t_{WB}为反符合信号宽度，t_{WA}为符合信号宽度。实际的物理信号存在时间涨落，要可靠进行反符合，t_{WB}要有足够宽度才能保证B在时间上覆盖 A。当然在τ_a过大时，会有一些不应剔除的信号A被禁止输出。这种反符合称为偶然反符合。

10.2.5　延迟符合曲线

如果符合系统不是用同一瞬时到达两探测器的粒子来测定符合曲线，而是用相隔时间

Δt分别到达两探测器的粒子来测定，由图10-2-1可知，Δt的存在，只是使前述t_{d_2}有 Δt 的变化量。测出来的符合曲线形状和瞬时符合曲线无异，只不过沿t_d轴平移了Δt。在这种情况下，可以由符合曲线沿t_d移动的距离来测定粒子入射时间差Δt。也可将t_{d_2}改变Δt，专门用来选择所需的延迟符合事件。但是利用的还是瞬时符合曲线，不需多作说明。我们这里所说的延迟符合曲线[1]，是指用符合电路来测量核素激发态寿命时的符合曲线。

设原子核A衰变图如图10-2-8所示。母核A辐射β粒子（起始事件）变成激发态B^*，B^*辐射γ射线（停止事件）而退激到基态B。要测量的是子核B的激发态B^*的平均寿命。即测出起始事件至停止事件间的时间间隔的分布。

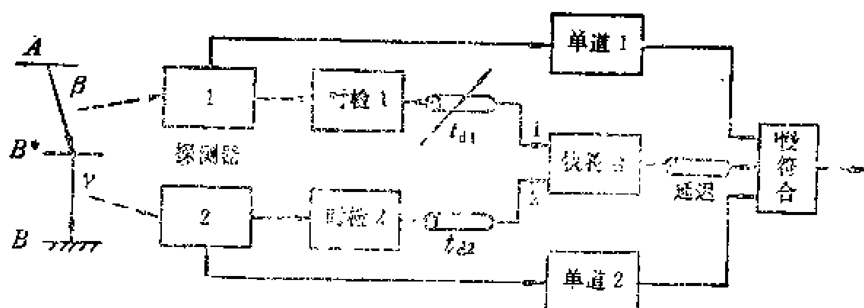


图10-2-8 测量延迟符合的方框图

按照指数衰变规律，设激发态B^*平均寿命为τ_0，在时间$t_d=0$产生一个B^*核后，则在时间t_d的衰变概率密度为

$$P(t_d)=\frac{1}{\tau_0}e^{-\frac{t_d}{\tau_0}} \tag{10.2.4}$$

在图10-2-8中，探测器 1 记录起始事件，探测器 2 记录停止事件。起始事件产生的脉冲经时间检出电路1定时并延迟t_{d_1}到达快符合电路的输入端1。停止事件产生的脉冲经时检2定时并延迟t_{d_2}到达快符合的输入端2，相对延迟$t_d=t_{d_1}-t_{d_2}$。两个单道分析器用于能量选择，使电路只对某一能量范围内的事件产生符合输出，并能减少偶然符合。改变t_{d_1}，记下相应的符合计数，所得符合曲线叫延迟符合曲线。它代表激发态的衰变函数。可以用来确定激发态寿命τ_0。

如果被测激发态寿命τ_0比符合系统分辨时间τ_p大得多，那末可用测得的延迟符合曲线直接算出激发态寿命。因为$\tau_0\gg\tau_p$时，符合系统的分辨时间在测量过程中引入的误差很小。这样测得的延迟符合曲线应与(10.2.4)式相符。

当激发态寿命很短时，由于符合系统分辨时间与被测寿命可以比拟，测得的延迟符合曲线将如图10-2-9所示。因此，需要对测量的结果进行数据处理才能求出τ_0。例如使用矩心位移法时，瞬时符合曲

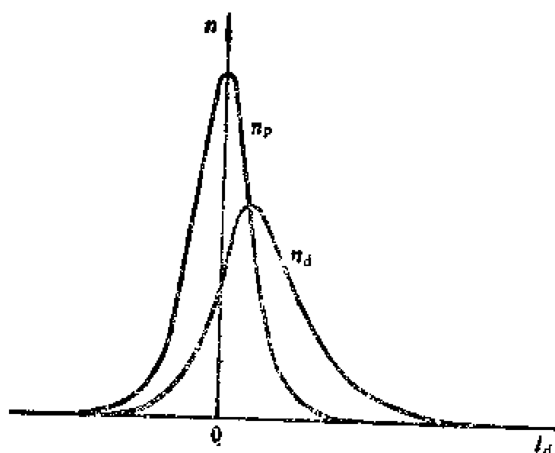


图10-2-9 瞬时符合曲线n_p和延迟符合曲线n_d

1）延迟符合曲线：Delayed Coincidence Curve

线的矩心为

$$C(n_p)=\int_{-\infty}^{\infty}t_d n_p dt_d$$

延迟符合曲线的矩心为

$$C(n_d)=\int_{-\infty}^{\infty}t_d n_d dt_d$$

则

$$\tau_0=C(n_d)-C(n_p)$$

第三节 脉冲波形甄别

脉冲波形甄别[1]有很多用途，但较多的是用来甄别粒子种类。不同类型的粒子在某些探测器中产生的电流脉冲，其波形有明显不同(如图1-2-16所示)，可借以甄别粒子种类；或者分别测出同时存在的各种粒子能谱，避免互相重迭；或者剔除某种本底粒子，例如在强γ本底下测量中子，要设法剔除γ本底。

波形甄别的原理从电子线路方面来分，大体分电荷比较和时间比较两类。前者利用弹道亏损的不同，后者利用过零时间的不同。

10.3.1 电荷比较法

如图10-3-1，两种粒子产生的电流脉冲i_γ、i_n面积相同，衰减时间常数不同，$\tau_n>\tau_\gamma$。通过时间常数为R_1C_1的电流积分电路产生输出电压$v_{\gamma1}$、v_{n1}。当时间常数R_1C_1接近τ_n时，v_{n1}将有较大弹道亏损，$v_{\gamma1}$的弹道亏损较小。弹道亏损的不同，根本上反映信号电荷密集程度的不同。电流脉冲衰减时间常数小的，电荷密集在信号起始部分，比较接近冲击函数。所以比较弹道亏损实质上是比较信号电荷密集程度。但是，仅根据输出信号幅度还不能判别输入的是i_γ还是i_n。因为i_γ、i_n所含总电荷量随粒子能量而变，无法从$v_{\gamma1}$、v_{n1}的绝对值来甄别。因此有必要设计能比较弹道亏损的电路。例如，让i_γ、i_n又另外流过一个时间常数为R_2C_2的积分电路，$R_2C_2\gg\tau_n>\tau_\gamma$，弹道亏损很小，输出电压分别为$v_{\gamma2}$、$v_{n2}$。这样，将有

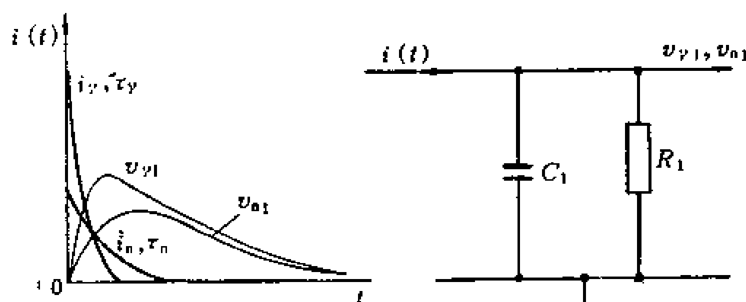


图10-3-1 利用弹道亏损来区别信号电荷是否密集在信号起始处

$$V_{\gamma2}-V_{\gamma1}\approx0,\ V_{n2}-V_{n1}>0$$

就可借以甄别i_γ和i_n。

图10-3-2是用于闪烁探测器的电荷比较法波形甄别原理图。为了得到分别输入R_1C_1和R_2C_2的电流，而又不使两积分电路的参数互相影响。信号电流分别从光电倍增管的阳极

1) 脉冲波形甄别：Pulse Shape Discrimination (PSD)

和最后一个打拿极输出。积分器输出电压经二极管展宽器展宽以便进行比较。展宽器输出信号分别经过A_1、A_2两衰减器衰减后相加，调节衰减系数可使i_γ的输出信号近于0，输出的就只是i_n引起的信号了。如果i_γ由γ产生，i_n由中子产生，输出信号就是中子的标志。用它作为符合信号去控制幅度分析器，那么幅度分析器就只分析中子信号。

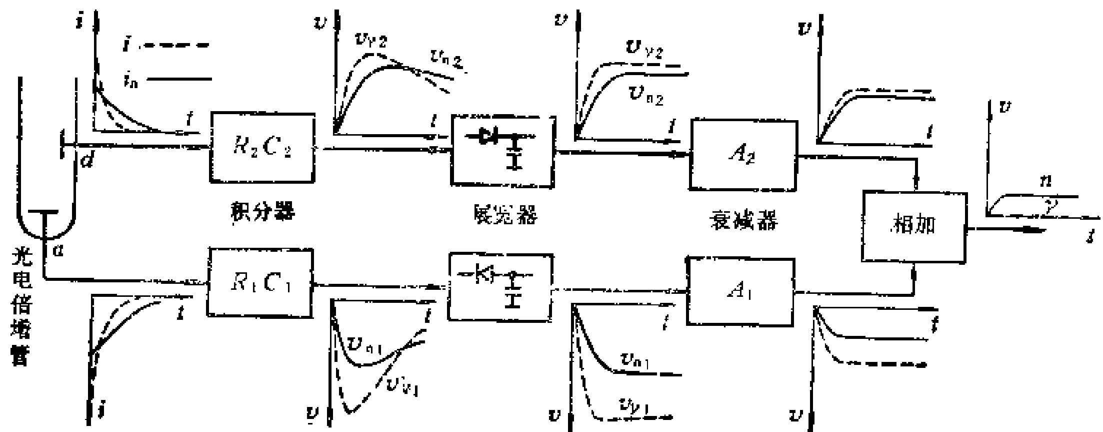


图10-3-2 电荷比较法波形甄别原理

图10-3-3是根据上述原理设计的一个具体电路[1]。用1英寸厚的芪晶体，对2MeV中子的探测效率为9.5%，对2MeVγ射线的探测效率小于0.007%。资料[2]中利用门控积分器取代图10-3-2中的积分器和展宽器，由同一个信号输入，一路积分时间取400ns，另一路取25ns，积分门控信号由输入信号通过恒比定时电路产生。其装置可以把能量小到100keV的中子与γ射线分开。

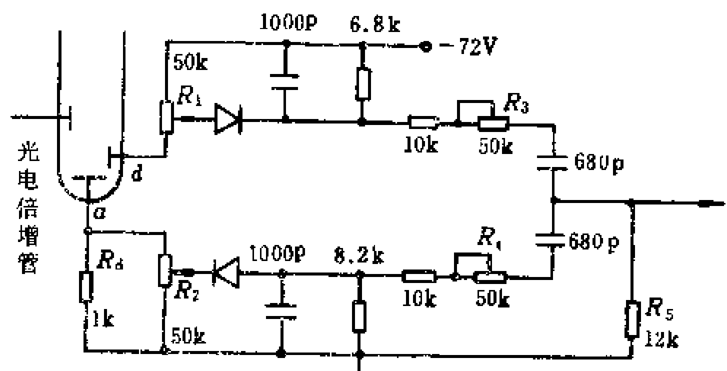


图10-3-3 用于闪烁探测器的电荷比较法波形甄别器

10.3.2 时间比较法

探测器输出的电流脉冲积分为电压脉冲后，电压脉冲的上升时间决定于电流脉冲的持续时间。第一节曾叙述用过零定时方法作时检电路时，过零时间t_z与信号幅度无关，但与信号的上升、下降沿有关，这一特点正好可用于波形甄别。

图10-3-4是时间比较法波形甄别电路框图。前沿时检用来得到信号输入的时间作为时间原点。过零时检用来得到过零时间t_z。调节前沿时检输出信号的延迟t_d，可以使$t_z \simeq t_d$的信号产生符合输出（如图中v_{i1}输入时），t_z不等于t_d的信号没有符合输出（如图中v_{i2}输入时）。

---

[1] F. D. Brooks, *Nucl. Instr. and Meth.*, 4, p151(1954).
[2] J. M. Adams *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.*, 156, p459(1978).

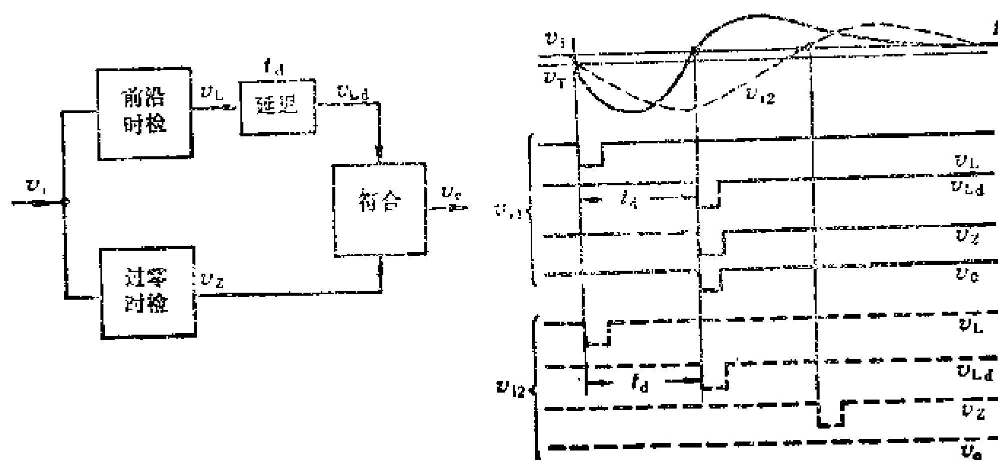


图10-3-4　时间比较法波形甄别电路框图

图10-3-4中前沿时检输出的信号 v_L 和过零时检的输出信号 v_z 的时间差，又可利用下一节要讲到的时幅变换器，变换成幅度信息。然后用单道分析器选择，同样可完成按信号达峰时间不同来分选粒子。

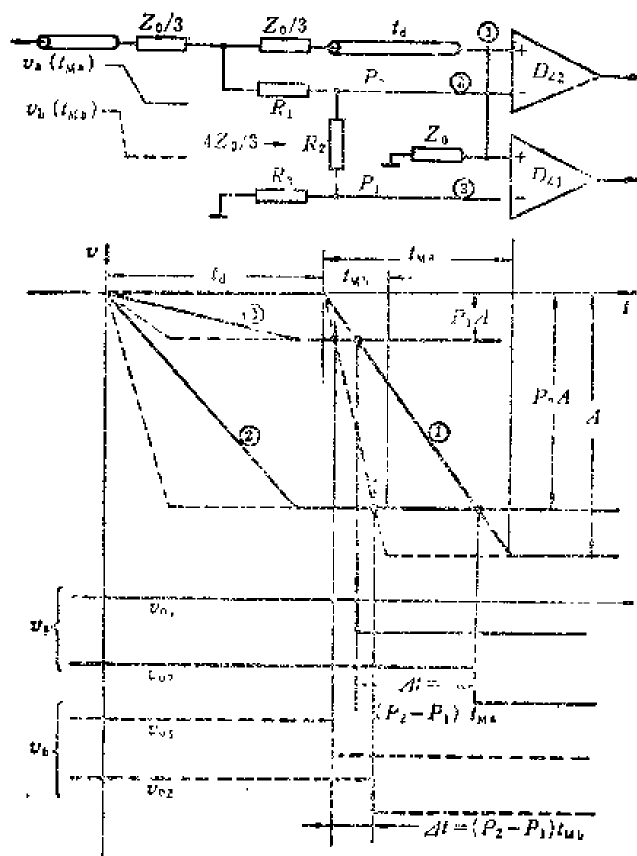


图10-3-5　由两个恒比定时电路进行上升时间甄别

还有一种时间比较法是利用两个恒比甄别器来测定上升时间（图10-3-5），然后由上升时间来进行波形甄别。设两个恒比甄别器的衰减系数分别为 P_2、P_1，$P_2>P_1$。则由(10.1.19)式，输出 v_{02} 和 v_{01} 的时差 Δt 为

$$\Delta t=t_d+P_2t_M-(t_d+P_1t_M)$$
$$=(P_2-P_1)t_M \qquad (10.3.1)$$

图中画出了两种达峰时间（t_{Ma}、t_{Mb}）的信号输入时的情况。所得 Δt 经过时幅变换即可得到幅度正比于 t_M 的信号。这一过程称为上升时间-幅度变换。

上升时间-幅度变换技术，还可用来改善受过中子辐照损伤的Ge(Li)、Si(Li)探测器能量分辨率。受过损伤的探测器由于存在陷阱，遇到陷阱的入射粒子输出幅度变小，但上升时间变慢，可以剔除。有的能改善分辨率50%[1]。

---

[1] N. Matsushita *et al*., *Nucl. Instr. and Meth*., 178, p119(1981).

第四节 时间信息变换

无论是相继发生的一对核事件的时差信息，还是一系列核事件的时间分布信息，或是单个信号波形所携带的时间信息（上升时间、过零时间等），在通过定时电路检出而得到代表某一时间量的起始信号和停止信号（或电平变化）后，还须变换成与时间成比例的数字量，才能实现对大量时间信息进行统计和分析。符合电路就是一种简单的时间信息变换电路。它以输出信号的有无来表示各输入端的信号间隔是否在给定的范围之内。但是符合电路只能从信号中选择处于某一时间间隔之内的信号，舍弃了时间间隔为其它数值的信号，所以相当于一种单道时间分析器。本节要论述的是能将信号间隔一一变换成对应数码的电路；或者先将时间量变换成幅度量或尺度放大了的时间量，然后再变换成数码的电路。有了代表时间信息的数码，就可以用第十三章介绍的多道分析器进行分类统计。

在用两探测器测量相关核事件的时间间隔概率密度分布时，每一对事件分别以起始信号和停止信号作为时间标志，要测量的是两者之间的时间间隔。例如，测量激发态的寿命，起始信号对应激发态的产生（起始事件），停止信号代表激发态的结束(停止事件)。它们在时间上是随机的，不过每个起始事件都有一个对应的停止事件。但是，探测器的探测效率不等于百分之百，因而可能出现有起始信号而无停止信号或者相反的现象。没有起始信号，不启动时间信息变换电路。没有停止信号，时间信息变换电路被起始信号启动后就不停地变换，直到超出量程才自行复位，这就要占用时间信息变换电路的工作时间。所以，常把两探测器中计数率较低的信号选作起始信号，以便对于尽可能多的起始信号都能有停止信号。如果起始事件a和停止事件b的间隔为t_x，但是停止事件计数率低，我们可以倒过来，以b作为起始信号，将a延迟t_d（$t_d>t_x$）作为停止信号，测出的时间间隔为$t'_x=t_d-t_x$，由于t_d为常数，可以得到$t_x=t_d-t'_x$(见图10-4-1)。

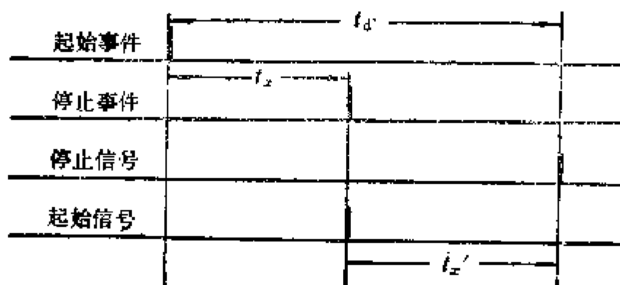


图10-4-1 事件时间关系和信号时间关系

10.4.1 计数式时间-数码变换

计数式时间-数码变换的基本原理是，在被测时间间隔内，将频率稳定(周期T已知)的时钟脉冲送到寄存器，如图10-4-2所示。寄存器记录的时钟脉冲数m代表起、停信号间的时差t_x

$$m=t_x/T_0$$

此数码m表示此时输入脉冲所属道的地址（道址）。T_0就是时间道宽。所以寄存器称为地址寄存器，m称为地址码。由地址码m选定存储器第m道的计数器，使其计数加1，就实现了将此对脉冲按其时差大小记录在相应道的计数器中。在图中没有画出这些计数器，实际上，在道数多时，这些计数器要采用磁芯存储器或大规模集成电路半导体存储器（见第十三章）。图10-4-2画的只是计数式时间分析器实现时间-数码变换的变换电路，因为它是

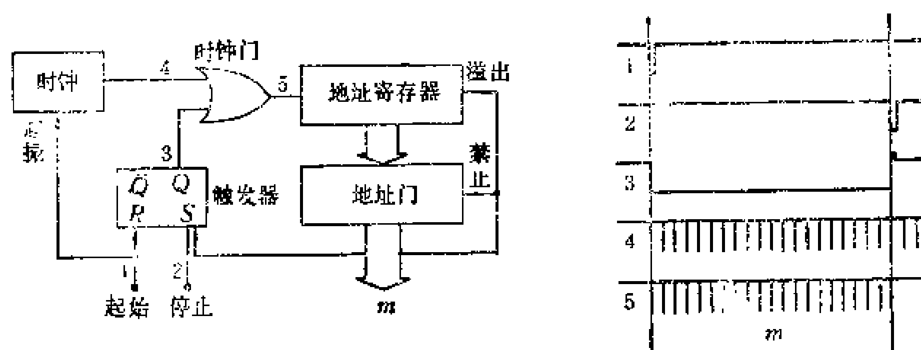


图10-4-2 计数式时间-数码变换原理

由起、停信号确定地址寄存器中的时钟脉冲计数来实现的，称为计数式时间-数码变换器。用一套时间-数码变换电路可以做成道数为任意多的多道时间分析器。例如，地址寄存器为8位时可以做成256道，为12位时可以做成4096道，若要改变道宽，只需用分频器来改变T_0即可，调节很方便。

如果起、停信号时差过大或有起始信号无停止信号，地址寄存器将一直计数到满容量，输出一个溢出脉冲，使RS触发器复位，关闭时钟门，并禁止地址码输出。

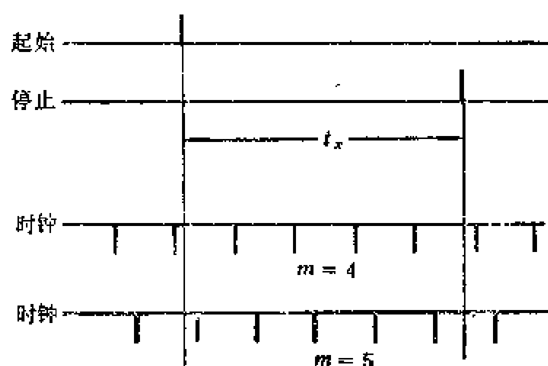


图10-4-3 自激时钟的计时误差

对于图10-4-2，如果时钟是自激振荡器，起始信号和时钟脉冲间无一定相位关系。同样的时差，能进入地址寄存器的时钟脉冲数可能相差1。如图10-4-3，在这种时差下，m可能是4，也可能是5。如把时钟做成由起始信号起动的他激振荡器，在起始信号输入时才开始振荡，可以避免这一误差。但高稳定的他激振荡器比较难做到很高的频率。

计数式时间-数码变换器的时间道宽是T_0，在要求时间道宽很小时，要求地址寄存器工作频率很高。目前商品生产的高速ECL计数电路，工作频率可达350MHz。实验室条件下的电路，有做到1GHz的。所以用这种方法要做到时间道宽小于1ns是困难的。

采用内插法，可以在同样时钟周期下将道宽减小一个量级[1][2]。图10-4-11介绍了一种时幅变换内插法。

10.4.2 游标尺计时器

游标尺计时器1)[3]的原理和测量工件长度的机械游标卡尺是一样的。如图10-4-4，(a)是原理图，(b)是实现此原理的一种方案。起始信号启动循环振荡器（起始振荡器）T_1，产生周期为T_1的时钟脉冲CP_1。停止信号启动振荡器T_2，其输出时钟脉冲CP_2的

---

[1] H. Meyer, Electronique Nucleaire p633 (1963).
[2] Meiling Nanosecond Pulse Technique p217 (1968).
[3] H. F. Lefevre and J. T. Russell, *Rev. Sci. Instr.*, 30, p159 (1959).
1) 游标尺计时器：Vernier Chronotron

图10-4-4　游标尺计时器

（a）波形图　　　　（b）原理框图

周期为T_2。T_1大于T_2而近于T_2。两振荡器频率足够稳定，它们的输出分别接符合电路的两个输入端。计数器则记录起始振荡器输出的时钟脉冲数。

两时钟脉冲周期之差$\Delta T=T_1-T_2 \ll T_1$、T_2。设起始信号和停止信号的时差为t_x，T_1输出CP_1的1号脉冲和T_2输出CP_2的1号脉冲的时差也就是t_x。每经过一个时钟周期，CP_2靠近CP_1一个ΔT。所以CP_1、CP_2的2号脉冲相距$t_x-\Delta T$，3号脉冲相距$t_x-2\Delta T$，……这样渐渐接近，直到第m个时钟脉冲，使$(m-1)\Delta T=t_x$，CP_1和CP_2产生符合，输出一个信号使两振荡器停振。地址寄存器所记的脉冲数为m，则

$$m=\frac{t_x}{\Delta T}+1 \tag{10.4.1}$$

如果要使m和t_x成正比，不难从电路上设法从m中减1。上式表明，被测时间间隔t_x是以时间道宽ΔT来量测的。ΔT可以比T_1、T_2小两个量级，也就是说，可以用较低的时钟频率和较慢的地址寄存器，得到比一般计数式分辨能力高得多的时间-数码变换。

由图10-4-4可知，符合电路产生输出脉冲的时间决定于$t_x+(m-1)T_2=(m-1)T_1$。也就是说，起、停信号时差t_x产生了起始信号和符合输出信号的时差$(m-1)T_1$。这好比是一个时间放大器，放大系数为

$$K_T=\frac{(m-1)T_1}{t_x} \tag{10.4.2}$$

由(10.4.1)式

$$K_T=\frac{T_1}{\Delta T}=\frac{T_1}{T_1-T_2} \tag{10.4.3}$$

游标尺电路能将时间间隔放大K_T倍的特性，在别的时间分析系统中也有用处。

图10-4-5　用循环振荡器做的游标尺计时器

在实际电路中，上述他激振荡器常用循环振荡电路实现（图10-4-5）。起始信号经过放大后并通过一个时钟门进入延时线1，经过延迟时间t_{d1}后又进入放大器，由放大器补充了信号能量后又进入延迟线1，循环不已，形成时钟脉冲CP_1。CP_2的产生方式和CP_1一

样。在 CP_1、CP_2 符合时，符合电路输出信号关闭两振荡器中的时钟门。在不计反符合等以外的电路延迟时，$T_1=t_{d1}=300\text{ns}$，$T_2=t_{d2}=299\text{ns}$，时间道宽 $\Delta T=1\text{ns}$

游标尺计时器可以得到比时钟周期小两个量级的时间分辨能力，但要求 T_1、T_2 的稳定性好于万分之一以上。而且 T_1、T_2 相差甚小，两振荡器要屏蔽得很好，否则两振荡器互相耦合可能使ΔT有时为零。主要缺点是死时间长。如果测量时差为 t_x，则需要 $K_T t_x$ 的测量时间。在 $K_T=100$ 时，死时间是被测时间的 100 倍。另外，时间道宽ΔT是两个大数 T_1、T_2 之差，精确调节比较费事。

10.4.3 时间幅度变换

时间测量的另一方法是把被测时间间隔变换成幅度与之成线性关系的脉冲，再用多道脉冲幅度分析器分析记录，所得幅度谱反映被测的时间谱，这种方法称为时间幅度变换或简称为时幅变换1)[1]。其优点是道宽可以做得很小，道宽和测量范围很容易改变，进行时间幅度变换所需的时间又很短，这是目前应用得最广泛的一种时间间隔测量方法。

1. 时幅变换原理

把时间间隔的长短变换成幅度高低，最方便的方法就是使电容器在要变换的时间间隔内用恒流源充电。如图10-4-6(a)所示，设时间间隔为 t_x，电容为 C，恒流源电流为I，则 C 在时间间隔 t_x 内充电所达到的幅度 V_c 为

$$V_c=\frac{I}{C}t_x \tag{10.4.4}$$

这就是时幅变换：$V_c\propto t_x$。图 10-4-6(b) 是实现时幅变换的原理电路。静态时 S_1、S_2 闭合，起始信号 v_1 输入时产生打开 S_1 的信号 v_{S1}，C 上电压 v_c 以速度I/C上升。v_{S1} 的宽度T_1显然应大于时间量程。在停止信号 v_2 输入时，产生打开 S_2 的信号 v_{S2}，使 C 充电停止，保持所存电位 V_c（图 10-4-6(c)）。在 v_{S1} 消失时，S_1 复通，v_c 下降到零。所以 v_{S2} 的下降应在 v_{S1} 下降之后，即应使 v_{S2} 的宽度 $T_2\geqslant T_1$。v_{S2} 下降时，S_2 复通，电路复原。

原理上就是这样简单，但是要做成实际电路，还有几个问题要考虑：

（1） 测量核事件时间间隔的两探测器都有个探测效率问题。很可能出现只有起始信号而没有停止信号的情况。在计数式游标尺式的时间-数码变换中，这种情况由地址寄存器的溢出脉冲处理。在时幅变换器中，C 在 T_1 内都充电，产生幅度为 IT_1/C 的脉冲。应使此脉冲不输出。

（2） 时间上没有关系的偶然事件，也可能使 S_1、S_2 动作而产生输出信号，这是难以完全避免的。但是偶然事件的信号不仅在 $t_x>0$ 时可以像图 10-4-6(c) 那样产生输出信号，而且在 $t_x<0$ 时也可以产生假输出（图10-4-6(d)）。在有用事件的 $t_x>0$ 时，就应使线路对 $t_x<0$ 的事件无反应，从而减少偶然事件引起的假信号。

解决以上两问题的方法通常是不让起始信号立即去起动时幅变换，而是等到有了停止信号才去起动。所以常常把起始信号延迟一段时间t_{d1}，t_{d1}等于时间量程。如果在 t_{d1} 之内无停止信号输入，说明 t_x 超过量程或根本不会有停止信号，就把起始信号舍弃。如果在 t_{d1} 之内有停止信号输入，就起动时幅变换。如图 10-4-7 所示，起动信号 v_1 延迟 t_{d1} 后之

1） 时间幅度变换：Time to Amplitude Conversion (TAC)

[1] C. Dardini et al., Nucl. Instr. and Meth., 47, p233 (1967).

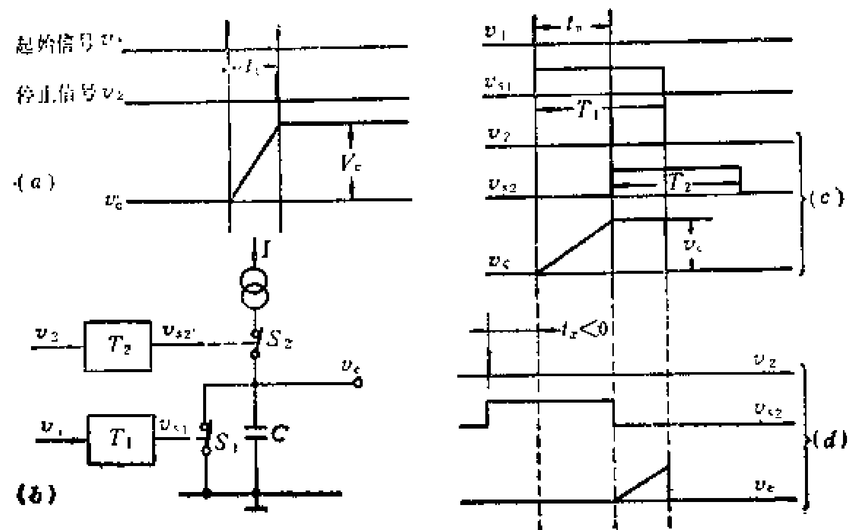
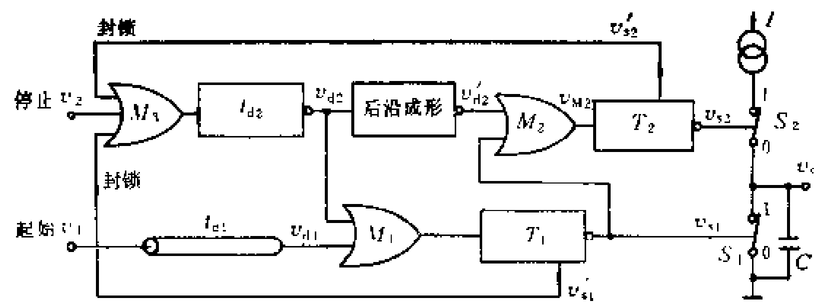


图10-4-6　时幅变换原理

(a)基本原理　(b)原理电路　(c)原理电路工作波形　(d)$t_x<0$的偶然事件输出

为 v_{d1}，停止信号 v_2 由单稳态电路成形为宽度等于 t_{d2} 的脉冲 v_{d2}。v_{d1} 和 v_{d2} 加到或门$M1$。$M1$的输出信号 v_{M1} 用单稳态电路 T_1 成形为宽度等于 T_1 的信号 v_{S1}，作为打开S_1的信号。



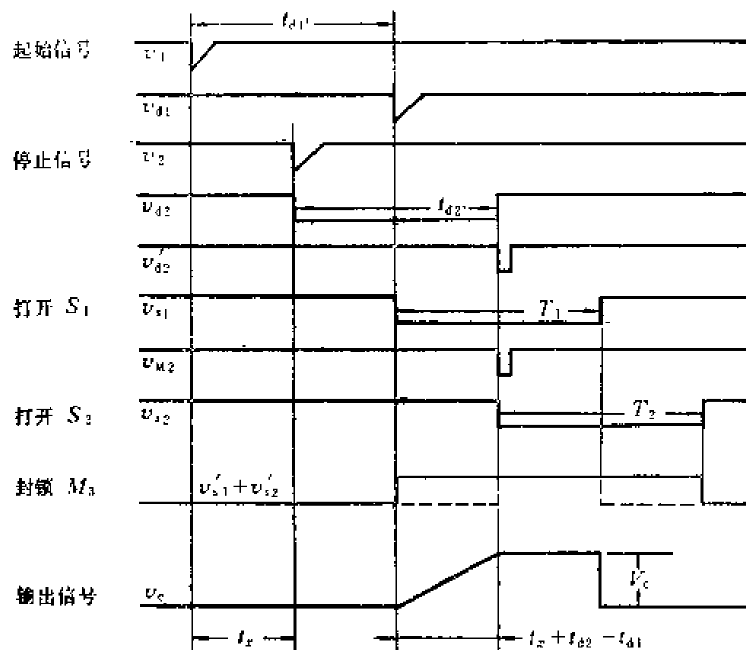


图10-4-7　时幅变换实际框图和波形

v_{d_2}的后沿成形为窄脉冲v_{d_2}'，通过或门$M2$后用单稳态电路T_2成形宽度为T_2的信号v_{S_2}，由它打开S_2。或门$M2$的作用是保证在有v_{S_1}后才产生v_{S_2}，避免单独的v_2产生v_{S_2}，增加死时间。从产生v_{M_1}到v_{S_2}结束，由v_{S_1}、v_{S_2}的反向信号v_{S_1}'、v_{S_2}'封锁或门$M3$，以免在变换过程中又输入信号，引起错误变换。最大死时间为T_1+T_2(在$t_x=t_{d_1}$时)，而T_1、T_2应满足$t_{d_1}\leqslant T_1\leqslant T_2$。所以这种时幅变换的死时间约为时间量程$t_{d_1}$的2倍，比游标尺法快得多。输出电压幅度

$$V_c=\frac{I}{C}(t_x+t_{d_2}-t_{d_1})$$

$$=\frac{I}{C}t_x+\frac{I}{C}(t_{d_2}-t_{d_1}) \tag{10.4.5}$$

当$t_{d_1}=t_{d_2}$时，$V_c=\frac{I}{C}t_x$。结果和图10-4-6相同。但是，图10-4-7中能起动变换的条件是或门$M1$有输出。$M1$没有输出时，不会产生v_{S_1}、v_{S_2}。而$M1$有输出的条件是

$$0\leqslant t_x\leqslant t_{d_1}\ \text{（时间量程）} \tag{10.4.6}$$

所以，$t_x<0$的脉冲对，t_x超过量程的脉冲对，以及只有起始信号没有停止信号（或相反）的孤单脉冲，都不会进行变换。

如果起始信号计数率很高，那末在停止信号开放$M1$的时间t_{d_2}期间，可能有几个起始脉冲通过$M1$。但由于单稳电路T_1一经触发，在T_1之内，后来输入的触发脉冲不起作用，因此在t_{d_2}内进来的几个起始信号只有第一个起作用，并成为测量对象。

时幅变换电路的时间道宽可以做到60ps。

在有的时幅变换器中，v_c的幅度能保持比较长的时间，以便选通输出。v_c加到一个线性门，等到外加选通脉冲输入时，在选通时间内开放线性门，输出幅度为v_c的脉冲。如果在一定时间内没有选通脉冲输入，时幅变换器就不输出信号并自行复原。这一辅助功能使得时幅变换器便于控制（参看图10-4-12)。

2．时间游动补偿

时间分析系统的精度除了决定于时间数码变换或时幅变换的精度外，在很大程度上决定于所用时检电路的定时精度。引起时间检出电路定时误差的三个因素（游动、晃动和漂移）中，时间游动是比较有规律的，因而有可能进行补偿。采用时间游动补偿[1]可提高时间测量精度。例如，实验核物理中用矩心位移法测量短激发态寿命时，必须测出瞬时符合曲线和延迟符合曲线。原理上要求测量这两种曲线的粒子能量相同，这在一般情况下是难以做到的。得到的矩心位移将含有时间游动带来的误差，它有时成为寿命测量误差的主要原因。因此，要求时间游动尽可能小。

采用能量（幅度）选择可限制时间游动，例如快慢符合方法。但有时为了提高快符合计数率，幅度选择的动态范围不能太小，因而时间游动必然得不到很好抑制，须用补偿的方法来解决。

前面讲过的ARC时检电路，就是一种补偿方法；过零定时和恒比甄别也能对幅度变化引起的时间游动进行补偿。但是，这些方法在减小时间游动的同时，都使时间晃动有所

---

1) 时间游动补偿：Time Walk Compensation

增加。我们这里讲的时间游动补偿，只指在采用前沿触发时检电路（游动大，晃动小）时，在时幅变换器中进行游动补偿。既然时幅变换的输出信号幅度代表时间信息，我们不难按输入信号幅度或上升速度对输出幅度进行某种校正从而实现游动补偿。

在前沿时检中，引起定时时间游动的原因是输入信号的幅度、上升时间和时检电路触发延迟的变化，见图10-1-2。它们都与输入信号有直接关系。具体说，①当探测器信号上升时间一定时，幅度大的比幅度小的先到达阈电平。②如果输入信号幅度不变，那么上升时间小的产生的定时输出较早。③输入信号在过阈处斜率大的引起的时检电路触发延迟较小。

如果一对输入脉冲中起始信号幅度 V_1 增大，时检电路输出的两个定时脉冲间的时间间隔也增大。时间幅度变换输出脉冲幅度也就增大，应设法使其减去某一个和 V_1 成一定关系的量 ΔV_1。反之，如果 V_2 增大，则时幅变换输出幅度偏小，应设法使其增加某一个和 V_2 成一定关系的量 ΔV_2。这样，就可以对时间游动进行补偿。

一个线性时间游动补偿电路如图10-4-8[1]。此电路取 $\Delta V_1=C_1V_1$，$\Delta V_2=C_2V_2$，C_1、C_2 为可调的常数，所以称为线性时间游动补偿。$\Delta V_2-\Delta V_1=C_2V_2-C_1V_1$，由图中 A 点输出，迭加在时幅变换的输出脉冲上，以抵消幅度变化引起的时间游动。

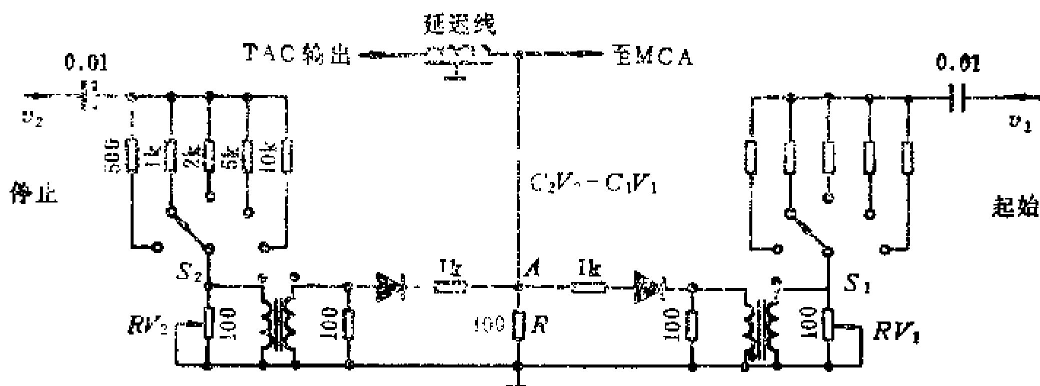


图10-4-8 线性时间游动补偿电路

起始和停止脉冲 v_1、v_2 分别经过衰减后加到两脉冲变压器输入端，此两变压器频率较低，输出信号宽度为微秒级，对于时差为ns级的 v_1、v_2，输出信号几乎同时出现。适当选择变压器的同相点，可使停止路的变压器输出电流脉冲与起始路的相反，在 R 上就得到了 $\Delta V_2-\Delta V_1=C_2V_2-C_1V_1$。再将此脉冲与时幅变换输出相加，然后送至多道脉冲幅度分析器（MCA）。引入延迟时间 t_d 是为了使时幅变换的输出脉冲在时间上能和变压器输出脉冲重迭。对于有选通输出的时幅变换器，可以不引入 t_d，利用补偿电路的输出信号作为时幅变换器的选通信号，也可实现重迭。衰减系数 C_1、C_2 通过波段开关 S_1、S_2 和电位器 RV_1、RV_2 适当调节，以便最后输出的幅度对射线能量最不灵敏为准。补偿电路是无源网络，它既简单、又稳定。

但是，时间游动与输入脉冲幅度的关系不是线性的，一般近似于对数曲线。用线性网络不可能达到完全的补偿。下面介绍一种非线性补偿电路[2]。

[1] J. L. Radda, *Nucl. Instr. and Meth.*, 23, p137 (1963).
[2] R. D. Barton, *Nucl. Instr. and Meth.*, 100, p165 (1972).

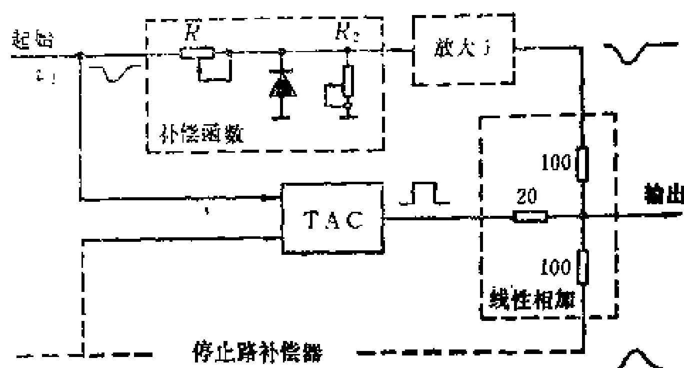


图10-4-9 非线性时间游动补偿电路

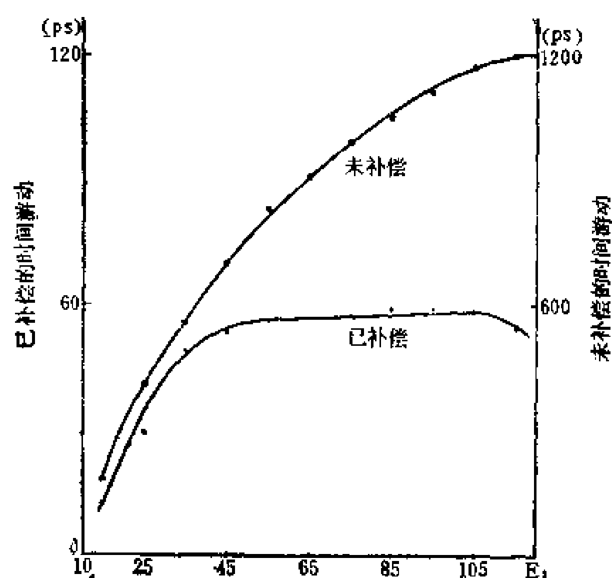


图10-4-10 图10-4-9的时间游动曲线

如图10-4-9，输入信号经过补偿函数电路、放大器，与另一路补偿器输出和时幅变换输出在线性相加电路迭加。停止路的电路与起始路的相同，不过放大器要倒相，加到线性相加电路分别为正脉冲和负脉冲。补偿函数电路主要利用了二极管的对数特性，由 R_1、R_2 调节补偿函数形状和数值。R_1、R_2 和放大器的增益需在实验中仔细调整，使时间游动影响最小。在时间上，还要设法使两放大器输出脉冲与时幅变换输出脉冲对齐。

用此补偿器，在使用闪烁探测器时得到的时间游动曲线如图10-4-10。在能量变化50%的范围内，最大平均时间游动是(3±3)ps。

图 10-4-10 上的时间游动曲线横坐标 E_1 是起始路射线能量的平均值，纵坐标是时间谱的矩心。曲线是在停止路射线能量 E_2 一定的条件下，改变起始路射线能量 E_1 测得的。每改变一次 E_1，可得一条时间谱曲线。在测激发态寿命时，就是图10-2-9那样的延迟符合曲线。标出其矩心，即为曲线的纵坐标，因而得到时间游动曲线上的一个点。输入信号能量范围的选择实际上是利用单道分析器进行的。图中同时画出未补偿的时间游动曲线，以作比较。未补偿曲线的纵坐标在右边，已补偿曲线的纵坐标在左边，两者尺度不同。

3. 时幅变换的应用举例

① 用于提高计数式时间数码变换的测量精度 前面叙述过的计数式时间数码变换，用的是时钟脉冲在被测时间间隔内直接计时的方法。这种方法的优点是，时间道宽稳定、积分线性好、动态范围（最大可测的时间间隔与道宽之比）大。主要缺点是，道宽不能做得太小，这是因为作为地址寄存器的计数器，最高计数频率不能太高。采用时幅变换来测量时间间隔的主要优点是道宽可以很小，其缺点是动态范围小，积分线性差。如果把直接在计数器中计时和时幅变换两种方案联合使用，用计数器记录时钟脉冲的整数周期，用时幅变换来测量时钟脉冲和起、停信号间的小于时钟周期的时差，则可以大大提高计数器法的测量精度，使得道宽大大减小，而又保留了计数式时间数码变换的主要优点。这就是用时幅变换提高计数式时间数码变换测量精度的基本思想[1]。

[1] F. Audrieux et. al., Proceedings 2nd Ispra Nuclear Electronics Sym. EUR 5370e, p441(1975).

原理波形如图 10-4-11 所示。起始脉冲和停止脉冲之间包含的时钟周期的整数通过时钟门记录下来为m，地址码是$m-1$。由图可知，这$(m-1)$没有把起、停脉冲和时钟脉冲间的零头时差Δt_1和Δt_2计算在内。可以用时幅变换得到两个幅度与Δt_1和Δt_2有关的脉冲，这个过程分别称为起始内插和停止内插。这两个脉冲幅度再由ADC（模数变换）变换成数码m_1、m_2，$m_1 \propto \Delta t_1$，$m_2 \propto \Delta t_2$。如果时幅变换系统的时间道宽为T_0/k（T_0为时钟脉冲的周期），则起始脉冲和停止脉冲之间的时间间隔t_x为：

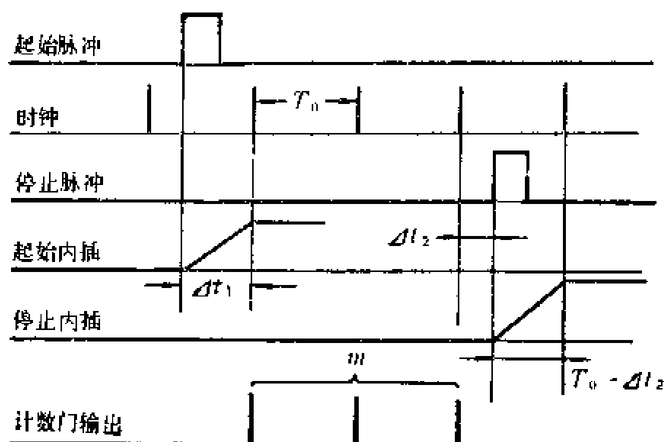


图10-4-11　用时幅变换提高计数式时间数码变换精度和原理波形

$$t_x=(m-1)T_0+(m_1+m_2)T_0/k$$
$$=[k(m-1)+m_1+m_2]T_0/k$$

这相当于把T_0减小了k倍。例如，$T_0=6.4$ns，$k=128$，则等效的时间道宽为50ps。在此例中，可以使时钟门输出的脉冲从地址寄存器的2^7位送入，时幅变换并经ADC所得的数码(m_1+m_2)送入计数器的低7位，整个地址寄存器的内容就是以T_0/k为时间道宽变换的结果。

这种时间数字变换方法的优点是道宽可以小，动态范围大，以适用于多种不同的用途。值得注意的是，这种方法不要求时钟T_0和起、停信号之间有恒定的相位关系，可以使用自激振荡的、高稳定的石英时钟，积分线性好。另一方面，就最小时间道宽T_0/k而言，稳定性决定于时幅变换，不是很高的。

② 用于测量短激发态寿命　用图10-4-12是一个典型γ-γ符合系统。每个方块是一个NIM插件。整个系统由插件组成。辐射源产生的γ射线分别为两个闪烁探测器接收。光电倍增管的阳极a输出作为时间信息，经恒比甄别时检电路，得到的定时脉冲送至时幅变换

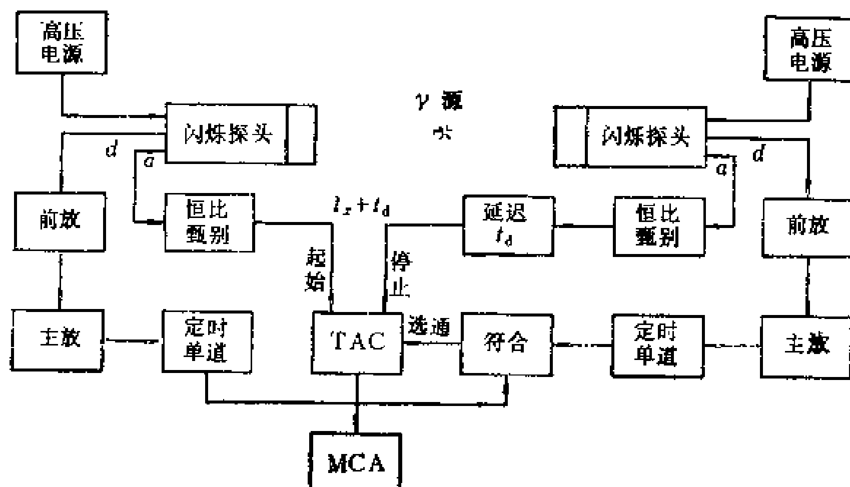


图10-4-12　一个典型的γ-γ符合系统

器。停止路串进一个时间延迟 t_d 是为了使时幅变换器在t_x为负值时也能正常变换。光电倍增管打拿极 d 输出作为能量信息，经放大、成形和单道选择，输入给符合电路。如果一对被测 γ 射线出现时间间隔在符合电路分辨时间以内，而且能量落在单道选择的范围内，那末符合电路的输出选通时幅变换器 TAC，时幅变换器的输出加到多道脉冲幅度分析器 MCA。

定时单道中附有定时电路，定时电路的输出信号经过延迟后由上、下阈控制。当输入信号的幅度在道宽之内时，开放输出门，经过延迟的定时信号即可输出。所以定时单道的输出信号相对于信号的输入时刻的延迟是固定的，可以作为定时信号。一般单道分析器的输出信号和输入信号间是没有精确的时间关系的。

最后，我们小结一下几种时间信息数字化的方法。计数式适合于时间道宽大于几 ns 时，可用计数器直接记录时钟脉冲数目作为地址码。道宽调节方便、精确。测量时间范围无限制，稳定性、积分线性都很好。在要求时间道宽小于几ns时，要用游标尺法或时幅变换法。前者也要通过计数来计时，但在时间放大系数为 100 时，最小道宽可做到几十ps，稳定性和线性也很好，只是道宽调节不便。时幅变换法不必进行高速计数，时间道宽可以小到几个ps。但由于它要利用模拟信号，稳定性不如只利用数字信号的计数法和游标尺法的好。

第十一章　谱仪模数变换器

第一节　概　　述

核辐射探测器的输出信号经过各种信号处理电路后，所携带的核辐射信息还需变换成数字量，才能用数字系统（多道分析器和计算机等）进行统计、分析和数据处理。测量射线能量的探测器所输出的信号，大都通过分析其幅度分布来分析辐射能谱。所以需要将脉冲幅度这一模拟量变换成数字量，称为模数变换[1]。测量核事件时间信息的探测器所输出的信号，有时也先将其时间信息变换成幅度信息（时幅变换，见10.4.3节）然后再进行模数变换。所以模数变换是联接模拟信号处理系统和数字信号处理系统的关键环节。

核电子学中测量随机脉冲幅度分布的模数变换器，不同于一般商品生产的模数变换器集成电路。它不是对慢变化信号进行采样-保持，然后进行变换，而是对快速随机脉冲幅度进行模数变换；它不是象一般模数变换那样只要求精确到最低位的±1/2位或±1/4位，而要求微分非线性不超过±1/100位，这样才能使所测谱（各幅度间隔内的信号计数）没有明显畸变。所以这种用来测谱的模数变换器技术要求较高，我们称之为谱仪模数变换器，本书中有时简称为模数变换器(ADC)。

对信号进行幅度分析，就是测量信号幅度的概率密度分布。谱仪模数变换器按一定幅度间隔将信号分成许多类，每类有一个和幅度成比例的数码。然后数字系统就可按此数码寻到此类信号应存入的地址，分类存储信号数目。

模数变换和按地址进行存储的示意图画于图11-1-1。图中把输入信号幅度分成16类，

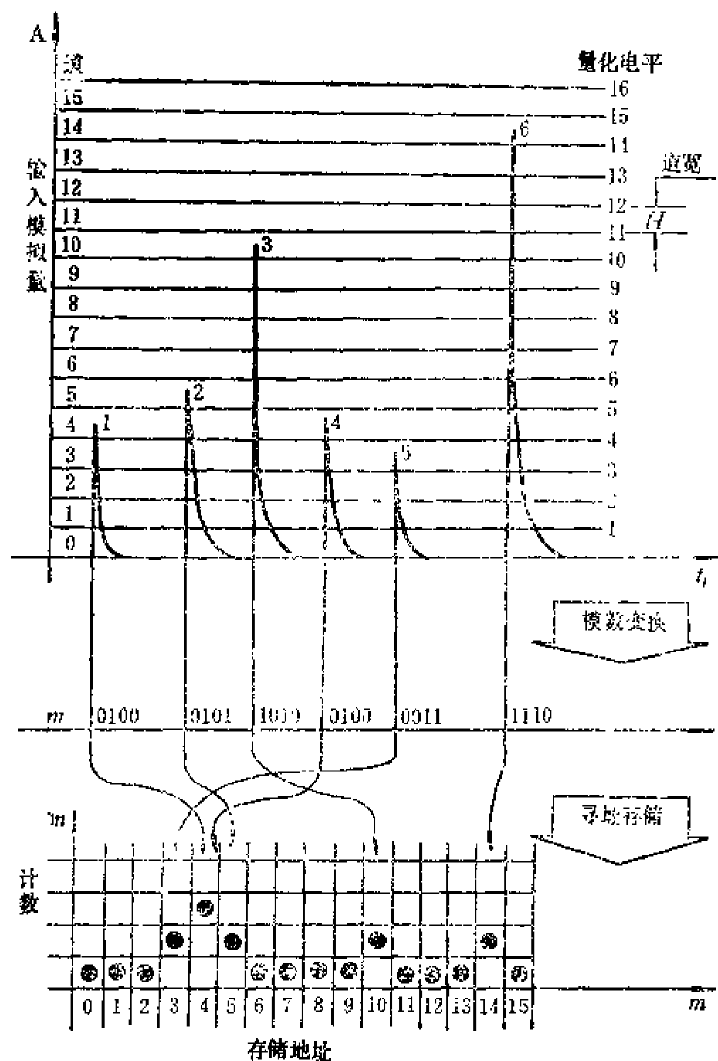


图11-1-1　模数变换和寻址存储示意图

1）模数变换：Analog-Digital Conversion(ADC)
模数变换器：Analgo-Digital Converter(ADC)

每类幅度间隔为H，H称为道宽，每一类称为一道。分成16类就是分成16道。幅度为A的模拟信号经过模数变换得到和A成比例的地址码m，$m=A/H$。按地址码m寻找存储器中此信号应存入的地址——第m个存储单元，然后使此存储单元中的计数加1，就实现了按幅度分类存储。在图11-1-1中，第1个信号的幅度属于第4道，变换后的二进制地址码m为0100，按此将第1个信号存入第4个存储单元。第2个信号幅度属于第5道，地址码$m=0101$，存入第5个存储单元……。图中有箭头的细线，表示了模数变换和寻址存储过程。各存储单元中的计数n，用高度不同的圆点表示。如果将各存储单元中的计数顺序排列起来，n和m的关系就是所得的幅度谱。

近代模数变换器的地址码m大都以二进制码并行输出。图11-1-1的16道模数变换器，地址码有4位。4096道的变换器，地址码就有12位。在核电子学谱仪模数变换器中，地址又称为道址。

由图11-1-1可知，模数变换是把连续的模拟量A变换成离散的数字量m，所以是一个“量化”处理。幅度的分类由一系列等间隔的量化电平[1]决定。相邻两量化电平组成一道。每个量化电平都是一个道边界，量化电平的间距就是道宽。道宽越小，分类分得越细。模数变换器的精度还常用变换系数[2]来表示，变换系数P定义为每单位幅度可变换成多少道。显然，变换系数和道宽是倒数关系。通常P的单位用道/伏，道宽H的单位用毫伏，所以

$$P[\text{道/伏}]=\frac{1}{H[\text{毫伏}]}\times 10^3 \tag{11.1.1}$$

模数变换器可用多少道来分类信号，决定于它有多少量化电平数。虽然由两个相邻量化电平决定一道，但由于最低的量化电平通常另行称为零点，所以模数变换器的道数等于量化电平数，以L表示。模数变换器的道宽H（或变换系数P）和量化电平数L通常都可以在一定范围内调节。可分析的最大信号幅度A_{max}则因H（或P）和L而不同

$$A_{max}=HL=\frac{L}{P} \tag{11.1.2}$$

由于模数变换器可分析的最大信号幅度一般不超过10V，所以最小道宽H_{min}能做得越小，最大量化电平数（或最大道数）L_{max}就越大。

$$L_{max}=\frac{A_{max}}{H_{min}} \tag{11.1.3}$$

例如国产AD8192模数变换器，最大分析幅度为8192mV，最小道宽为1mV，最大量化电平数（或道数）为8192。一般称某模数变换器为多少道变换器，通常指的是它的最大量化电平数。这反映了它的最小道宽的大小，即幅度分析精度的高低。模数变换器中地址寄存器的最大容量通常等于L_{max}。

模数变换器的幅度响应$m=f(A)$可以用图11-1-2来表示。每一个阶梯对应的模拟信号幅度范围就是道宽H，阶梯的包迹斜率就是变换系数P。此包迹直线与横轴交点称为模数变换器的零点a_0。在一般情况下，希望零点$a_0=0$，但是实际上总有一定零点偏差，$a_0\neq 0$。所以幅度响应的包迹直线一般可表示为

1) 量化电平：Quantization level
2) 变换系数：Conversion factor
(又称变换增益：Conversion gain)

$$m=P(A-a_0) \qquad (11.1.4)$$

上式所得m取整数后即为图 11-1-2 的阶梯形幅度响应。

实际模数变换器的幅度响应，各个阶梯的宽度（道宽）并不完全相等。这将使幅度分类不均匀。个别道宽的宽度用h表示，h和平均道宽H的偏离属于微分非线性。

实际幅度响应的包迹也并非理想直线。这将使地址m和输入信号幅度A之间产生非线性偏差，称为积分非线性。

微分非线性和积分非线性的具体定义和测量方法在以后说明。

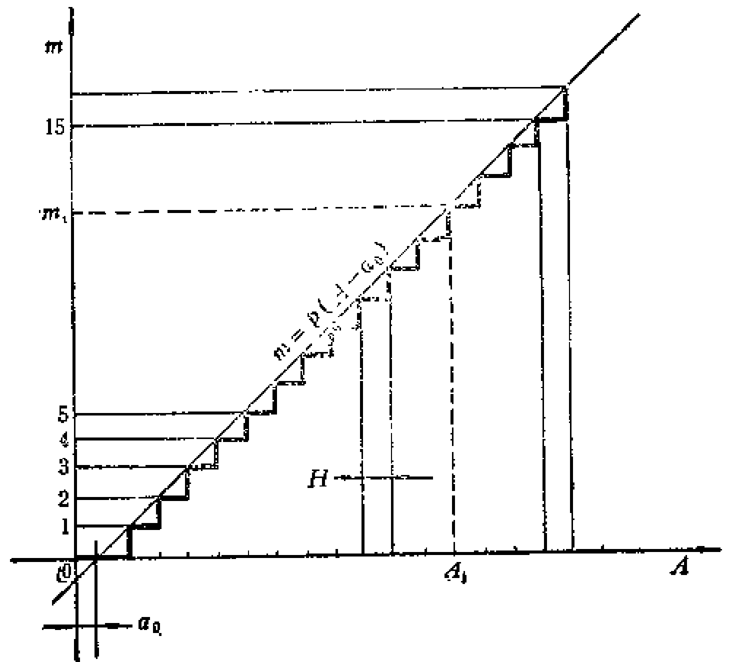


图11-1-2　模数变换器的幅度响应$m=f(A)$

此外，一个高质量的模数变换器还应有良好的稳定性，零点和变换系数都必须足够稳定。显然，高精度模数变换器道数多，道宽小，要求稳定性很高。

除了精度要求外，变换速度也是变换器的一个重要技术指标。变换速度决定于变换一个输入信号所需的时间，目前一般为几十微秒，个别快的可小到几微秒。

在结构上，目前国内外生产的核电子学谱仪模数变换器，大都采用 NIM 标准。用于 CAMAC 系统的模数变换器，有的仍采用 NIM 标准，有的则采用 CAMAC 标准。采用 CAMAC标准的，通常在变换器内装有标准的CAMAC接口电路。

第二节　模 数 变 换 原 理

11.2.1　线性放电法模数变换原理

线性放电法模数变换在50年代初出自核电子学[1)]。近 30年来，尽管电子元件已经从电子管发展到集成电路，核电子学的模数变换器也越来越精密和复杂，但国内外产品至今仍是用线性放电法的多。因为线性放电法电路简单，道宽一致性好，便于生产。

线性放电法的原理如图11-2-1所示，输入信号使展宽器中的保持电容C_H充电到等于其幅度V，然后在某一时刻接通S，由恒定电流I放电，放电速度为I/C_H，放电时间

$$T=\frac{C_H V}{I} \qquad (11.2.1)$$

从接通S起到C_H放电完毕这一段时间内，同时让周期为T_0的时钟脉冲输出，脉冲数m就是地址码

$$m=\frac{T}{T_0}=\frac{C_H V}{I T_0} \qquad (11.2.2)$$

1）线性放电法：Linear discharge method（或称威尔金逊法：Wilkinson's method），见D. Wilkinson, *proc. Cambridge phil, Soc.* Vol. 46, *part* 3 p508(1950).

式中m取整数。

变换系数

$$P=\frac{\Delta m}{\Delta V}=\frac{C_H}{IT_0} \tag{11.2.3}$$

道宽

$$H=\frac{\Delta V}{\Delta m}=\frac{I}{C_H}T_0 \tag{11.2.4}$$

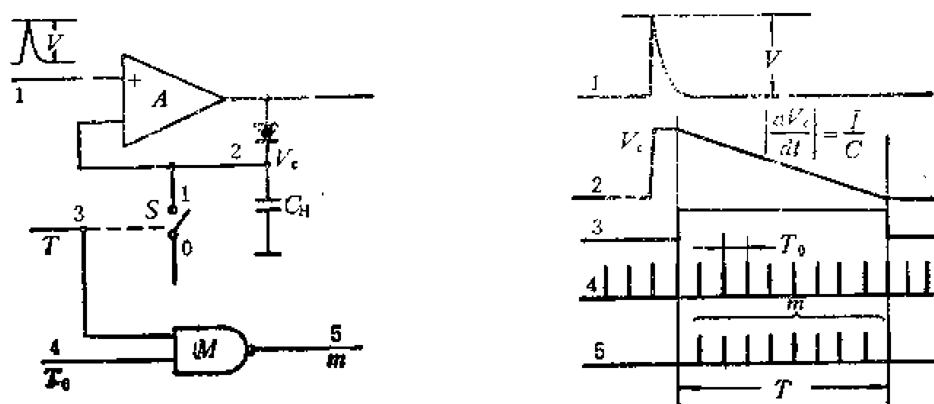


图11-2-1 线性放电法模数变换原理

线性放电法模数变换器简化框图画于图11-2-2。此图是根据国产AD8192型模数变换器的线路简化的。模拟信号①通过线性门进入展宽器A，使保持电容C_H充电③，利用展宽器能进行峰值检测的特性(第八章第二节)，在信号峰值过后，即保持电容C_H上已"保持"了信号的峰值电位后，展宽器输出信号②通过甄别器给出充电完毕的标志——信号④的正跳变沿。说明已可开始变换。控制器在此时给出关门信号⑬，使线性门关闭(开关倒向1)，阻止随后的输入信号干扰变换过程。

当线性门和展宽器的传输系数是1，而且不存在零点偏差时，记忆电容充电所达到的电位V_c等于输入信号峰值电位V。否则V_c和V之间的关系要稍微复杂一些。这里，为了简单起见，设$V_c=V$。

信号①同时加到模数变换器的控制器。控制器先对输入信号进行幅度分析范围的甄别，如果信号幅度在所指定的上、下阈之间，就可以启动变换。否则予以剔除——不启动变换，同时把保持电容C_H上的充电电荷快速泄放干净(这一部分电路图中未画出)。在控制器里，还可对信号①进行符合、反符合选择。这时除输入信号①外，还要输入另外的符合(反符合)信号到模数变换器的符合输入端J_3。不满足符合条件的信号也不启动变换。

所以，在一般情况下，控制器要在满足下述三个条件后才给出启动变换信号⑤：

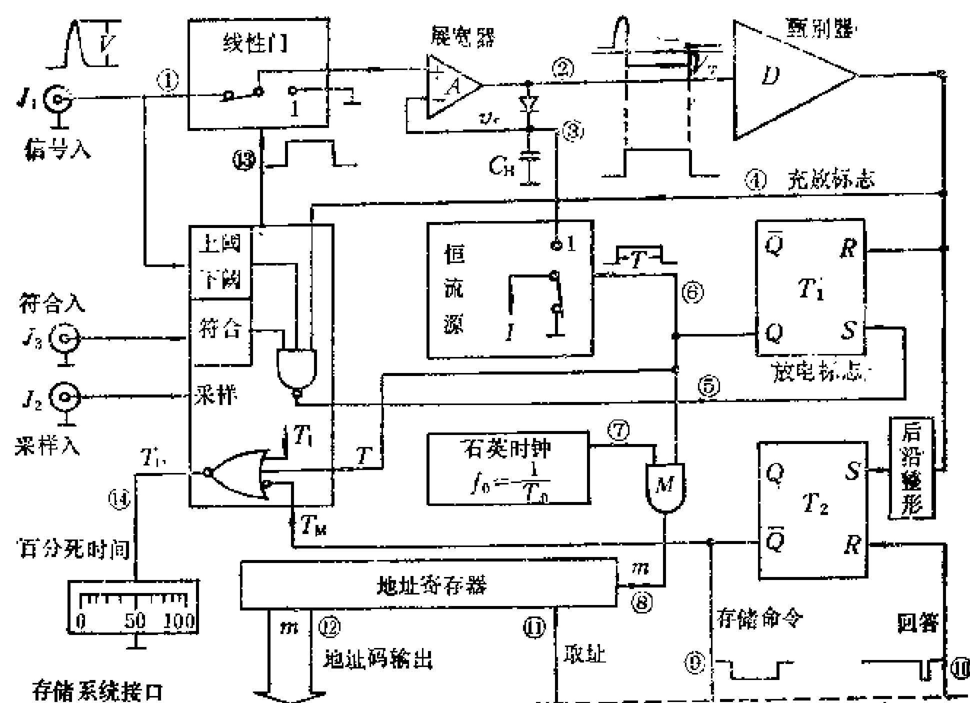
(1) 信号峰值已经通过。保证保持电容已充电到信号峰值。

(2) 信号幅度在有用范围内(上、下阈间)。避免无用信号占用变换时间。

(3) 通过了符合、反符合选择，即对信号进行了时间选择。

在满足上述条件后，控制器随后给出启动变换信号⑤，使"放电标志"触发器T_1置1。产生线性放电信号⑥，使恒流源开关倒向1。恒流电流I使保持电容C_H线性放电。

在放电期间，线性门已关闭，展宽器的输入电位等于零。当保持电容上的电位放电到



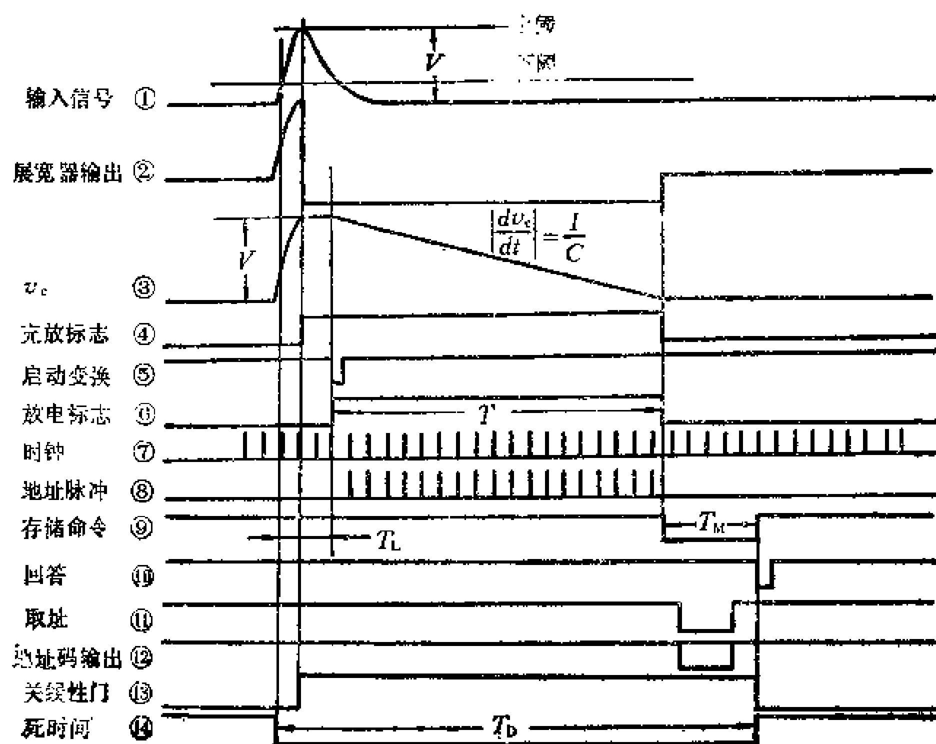


图11-2-2　线性放电法模数变换器简化框图

零时，展宽器复原。其输出信号②的后沿正跳变经过甄别器D后产生放电完毕的标志——信号④的后沿负跳变。我们称信号④为"充放标志"，因为它的正跳变沿标志保持电容充电完毕，此后才开始线性放电；它的负跳变沿标志放电完毕，此后才停止变换和发送地址码。了解充放标志信号的时间关系，对于掌握线性放电法模数变换的变换过程是很有用的。

放电完毕时，充放标志④的后沿使放电标志触发器T_1复位。信号⑥的宽度就是放电时间T。T正比于信号幅度V[见(11.2.1)式]。这一步称为幅度-时间变换。

在图11-2-2上，由信号⑥开放时钟门M，周期为T_0的时钟脉冲在T内通过的数目为地址m，这一步称为时间—数码变换。由（11.2.2）式和（11.2.4）式

$$m=\frac{C_H V}{I T_0}=\frac{V}{H}$$

式中m取整数。

AD8192变换器的时钟频率为100MHz，$T_0=10$ns，保持电容$C_H=400$pF，线性放电恒流源电流$I=40\mu$A。由（11.2.3）和(11.2.4)式可知，AD8192的变换系数$P=1000$道/伏，道宽$H=1$mV/道。例如，幅度为8.0125伏的信号将属于8012道。通常模数变换器的P(或H）是可调的(见11.3.1小节)。

在图11-2-2上，地址脉冲⑧进入地址寄存器后，得到二进制的地址码，并行输出到多道分析器主机或电子计算机。

模数变换器除了给出输入信号V的存储地址m外，还应在每一次变换后发出存储命令，令存储器将第m道的内容加1。在图11-2-2上，在每次变换结束时，由信号④的后沿使“存储标志”触发器T_2置1，给出“存储命令”⑨。存储系统在接到存储命令后，在传送地址码的地址母线可被模数变换器使用时，发出取址信号⑪给模数变换器，模数变换器中的地址码就加到地址母线上，传到存储系统。存储系统存储完毕后，给出“回答”信号⑩并送给模数变换器，使T_2复位。模数变换器又可开始变换新的输入信号[1]。

由图11-2-2可知，从信号①触发下阈起到回答信号产生为止的时间，是模数变换器进行一次变换所需的总时间。在这一段时间内，模数变换器不能接受新的信号，这一段时间称为模数变换器的死时间[2]：

$$T_D=T_L+T+T_M \tag{11.2.5}$$

其中 T_L 为控制器完成各种逻辑动作所需的时间，一般为几微秒；

T 为线性放电时间，$T=mT_0$；

T_M 为存储时间。决定于存储器的速度，通常为几微秒。

为了给使用者指示出死时间相对于实际测量时间的百分比，一般模数变换器都装有百分死时间指示电表，指示的是信号⑭的平均值。由死时间指示的读数，可以大致校正计数损失。有时将变换器的死时间做成固定的，不随信号幅度而变。实际上这是令(11.2.5)式中的T恒为$L_{max}T_0$或稍大（第三节11.3.4）。

在图11-2-2上，控制器还有一个采样输入端J_2。模数变换器工作在采样状态时，线性门在常态是关闭的。只有外加的采样信号v_2加入到J_2时，线性门才开放一段时间。这一段时间称为采样时间，其数值由模数变换器中的单稳态电路（图11-2-3）调节。在采样时间内线性门开放，让J_1端的慢变化信号v_1进入展宽器，保持电容上就保持了采样时间内的

1） 在电子计算机多道分析器中，模数变换器在每次变换完后，或模数变换器中用来暂时存储地址码的缓冲存储器存满以后，向计算机发出中断请求或DMA请求(DMA——Direct Memory Access，直接存储器存取)。做成CAMAC标准的模数变换器，在要求存储时，要向机箱控制器发出LAM信号(LAM——Look At Me)。用在计算机或CAMAC系统中的模数变换器，要有相应的接口电路。

2） 死时间：Dead Time

v_1幅度，然后关闭线性门，进行变换。由此可知，采样分析适于对慢变化信号进行定时采样。实际应用见第十三章第四节13.4.8。

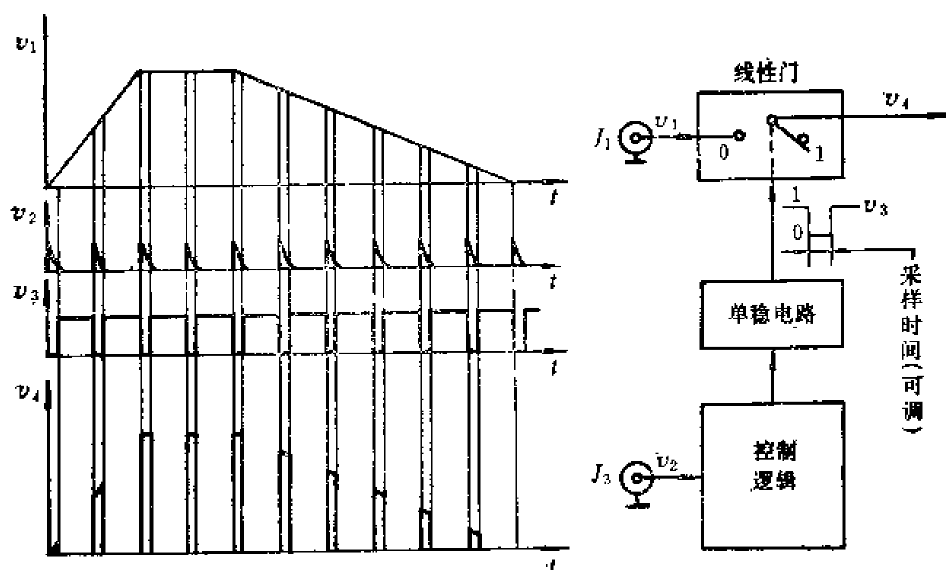


图11-2-3 采样示意图

11.2.2 影响线性放电法模数变换器技术指标的主要因素

线性放电法模数变换器的工作原理已如上述。在这一小节里，将简单地说明一下影响线性放电法模数变换器技术指标的主要因素。重点说明模数变换器的微分非线性问题。关于模数变换器技术指标的具体定义和测量方法在下一节再讨论。

1. 影响稳定性的主要因素

由（11.2.3）式可知，影响变换系数稳定性的主要因素是，保持电容C_H的容量、恒流源电流I和时钟周期T_0。对于一个几千道的模数变换器，在温度变化几度时，为了使道址变化不超过一道，增益稳定性要好于10^{-4}/℃。在温度和电源电压恒定时，还要求24小时内增益稳定性达几千分之一，这就要求采用高稳定电容器，高稳定恒流源和石英时钟电路。其稳定性都要达到10^{-5}/℃的量级，而且要长时间稳定。

另外，我们在给出（11.2.2）式时，曾假定保持电容能充电到信号幅度V。实际上，即使线性门和展宽器的传输系数近于1，由于存在传输系数的不稳定性，也会使变换系数不稳定。所以线性门和展宽器的传输系数也必须是高稳定的。

为了避免计数率高时发生基线漂移，模数变换器中的模拟电路多为直流耦合，因此还存在零点稳定性问题。数字电路的延迟时间和恒流源开关的延迟时间发生变化时，对线性放电的起点终点有影响，从而也会影响到零点稳定性。所有这些影响都不应使模数变换器的零点温度系数超过每摄氏度几分之一道。在恒温情况下工作时，每天的零点漂移也不应超过1道。

2. 引起积分非线性的主要因素

模数变换器的积分线性主要决定于线性门、展宽器和进行阻抗隔离的缓冲器的积分线性，也和恒流源的恒流程度（在不同V时I的恒定程度）有关。但是，模数变换器的积分

线性只决定于它的模拟电路部分，和数字电路部分无关。如果使用中发现积分线性不好，只需在模拟电路方面去寻找原因。模拟电路的积分非线性概念和定义第四章已经说明过了。高精度的模数变换器，在信号波形符合设计要求时，积分非线性可小于万分之一。

3． 引起微分非线性的因素

模数变换器的微分非线性是以前各章未曾讲到过的特殊概念。我们这里有必要多作一点说明。模数变换器的微分非线性指的就是各道道宽偏离平均值的程度。在线性放电法模数变换器中，引起这种偏离的因素有下列几点：

① 模拟电路的非线性引起的道宽不一致性 当模数变换器中的模拟电路存在非线性时，图11-1-2中变换特性的包迹不是一条直线，这就使不同道址处的斜率不恒定，也就是使不同道址处的道宽不一致。这种原因引起的道宽不一致，只在道址相差很大时才明显，相邻道之间差别甚微。我们称由此原因引起的道宽不一致性为宏观微分非线性。存在宏观微分非线性时，不同道址处本来幅度分布密度相同的峰，测出来却会不一样高。道宽偏小处峰变低。但是，当以峰面积来计算辐射强度时，由于道宽偏小处峰下的道数偏多，这种影响可以减少。

由于宏观微分非线性和积分非线性是同一来源，计算和实测都表明，宏观微分非线性大致比积分非线性大一量级。例如，积分非线性为±0.05%时，宏观微分非线性约为±0.5%。因此在积分线性充分得到保证时，宏观微分非线性对能谱分析影响不大。

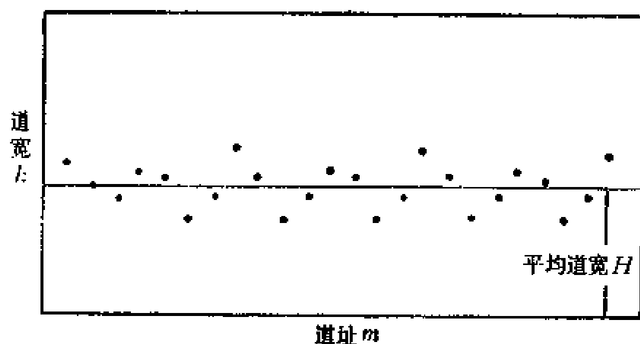


图11-2-4 地址干扰引起的道宽不一致性

② 数字电路干扰引起的道宽不一致性 线性放电法模数变换器在线性放电开始或终了时，如果遇到数字电路产生的干扰，就会使线性放电时间T产生抖动。如果这些干扰是系统干扰，就会使某些道的道宽发生规律性变化。最常见的是由地址寄存器的干扰产生的所谓"奇偶效应"（如图11-2-4所示）。线性放电法模数变换器在变换过程中，时钟门M（见图11-2-2）输出的地址脉冲进入地址寄存器，地址寄存器各位随着地址脉冲的输入而不断改变状态。地址寄存器各位的状态跃变通过电源、地线以及空间电磁耦合将产生干扰信号。最后几个地址脉冲引起的干扰最能影响线性放电的终了时刻(图11-2-2波形④的后沿）。这个干扰的大小和形态对于奇数道和偶数道是不同的。当地址码m为奇数时，最后一个地址脉冲仅使地址寄存器的最低位翻转，而前一个地址脉冲至少要引起最低两位或更多位翻转，而这些地址翻转是有延迟的，可能干扰到放电终了时刻。当地址码m为偶数时，最后一个地址脉冲至少要引起地址寄存器最低两位或更多位翻转，而前一地址脉冲只引起最低位翻转。所以地址干扰常使奇数和偶数道道宽有明显差别——奇偶效应。而且偶数的地址脉冲引起的翻转情况有许多种，其干扰的大小和形态也有很多种。所以各道道宽常出现以2的各种倍数为规律的复杂变化（如图11-2-4所示）。

对于线性放电法模数变换器，地址干扰是引起道宽不均匀的主要因素。在道宽小时，地址干扰的相对影响增大。这是制造高精度模数变换器的一个主要技术问题。现在的高道数模数变换器多采用道宽均匀电路来改善道宽一致性。道宽均匀技术最早在1963年提

出，[1]称为"滑尺"技术[1]。目前常用的是比较简单而又效果很好的纯数字道宽均匀技术。[2][3]在每次变换前，先在地址寄存器的前x位预置一数码m_0，此m_0最小为零，最大为(2^x-1)。它可以是循环连续变数，也可以是随机数。当变换后得到的地址脉冲数为m时，地址寄存器上得到的数码将为$m+m_0$。模数变换器在发送地址码以前先从$(m+m_0)$中减去m_0，使发送的地址码仍为m。从数字运算上讲，作这种处理对地址码毫无影响。因为变换前地址寄存器预置m_0是使地址码增加了m_0，变换后减去m_0就使地址码仍为m。但是从第m道受到的地址干扰来讲，就不只决定于道址m，而且还决定于从0到(2^x-1)变化的预置数m_0。$m_0=0$时，受到的是第m道原来的干扰Δ_m；$m_0=2^x-1$时，受到的是第$m+2^x-1$道的干扰Δ_{m+2^x-1}。所以，在m_0变化于0到2^x-1范围内时，第m道受到的地址干扰是第m道到第$m+2^x-1$道原始地址干扰的平均值。同理，第$(m+1)$道受到的地址干扰是第$(m+1)$道到第$(m+1)+(2^x-1)$道原始地址干扰的平均值。在各道计数比m_0大得多时，我们可以把上述关系写为

$$\overline{\Delta}_m=\frac{\sum\limits_{m_0=0}^{2^x-1}\Delta_{m+m_0}}{2^x} \tag{11.2.6}$$

$$\overline{\Delta}_{m+1}=\frac{\sum\limits_{m_0=0}^{2^x-1}\Delta_{m+1+m_0}}{2^x} \tag{11.2.7}$$

则第m道和$m+1$道受到的地址干扰平均值的差别为

$$\overline{\Delta}_m-\overline{\Delta}_{m+1}=\frac{\Delta_m-\Delta_{m+2^x}}{2^x} \tag{11.2.8}$$

只为原来两道（这里是第m道和第$m+2^x$道）地址干扰差别的2^{-x}倍。当$x\geqslant4$时，由地址干扰引起的道宽不一致性可减小一个量级以上。当然，对于不是来自地址的干扰，这种道宽均匀技术不一定有效。

③ 随机干扰引起的道宽不一致性 上面所讲的两种原因引起的道宽偏差是系统偏差。除此之外，由于实际模数变换器中存在噪声、电源电压抖动等随机干扰，使得实际道宽的两个边界围绕着平均位置涨落。图 11-2-5(a) 为道边界恒定时的情况，各道边界是一条条明确的边界线。图 11-2-5(b) 为道边界随机涨落时的情况，各道道边界大致是高斯分布。如果我们输入计数率恒定的信号，在某一道道位置附近仔细改变信号幅度，每次的改变量为几十分之一道宽，测量进入这一道的计数，每次测同样时间，则各点测到的进入这一道的计数反映出道轮廓或道剖面形状[2]。对于恒定道边界，为矩形轮廓，对于随机道边界，为覆盆形轮廓（图11-2-5）。信号幅度处于第m道轮廓的平坦部分时，所有信号都记入第m道，即记入第m道的概率$P(m, V)$为1。道轮廓两侧的下降部分，表示幅度离开道

---

1) 滑尺：Sliding Scale

2) 道轮廓，道剖面：Channel profile

[1] C. Cottini, E. Gatti & V. Svelto, *Nucl. Lnstr. & Meth.*, 24, p241 (1963).

[2] 清华大学工程物理系，北京核仪器厂，核探测器和核电子学，1979年会议资料汇编，第342页原子能出版社，1979年。

[3] Setsuro Kinbara, *Nucl. Lnstr. & Meth.*, 143 p267 (19[illegible]).

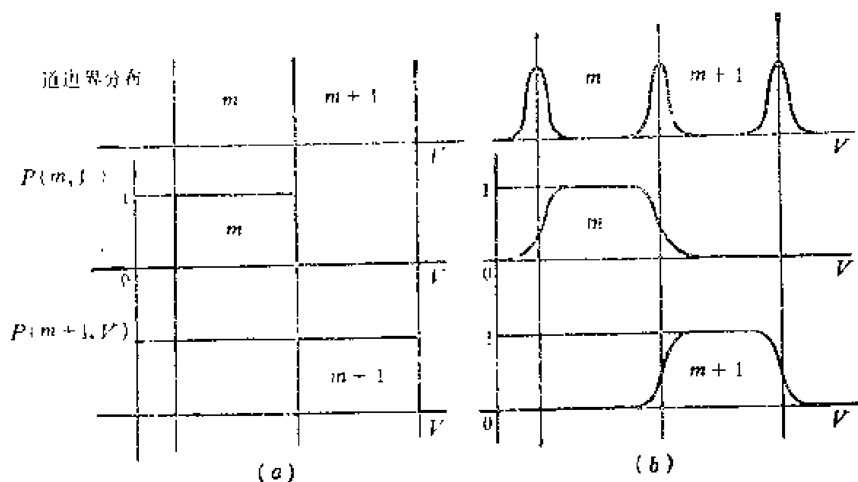


图11-2-5　道边界与道轮廓
(a)恒定道边界　(b)随机道边界

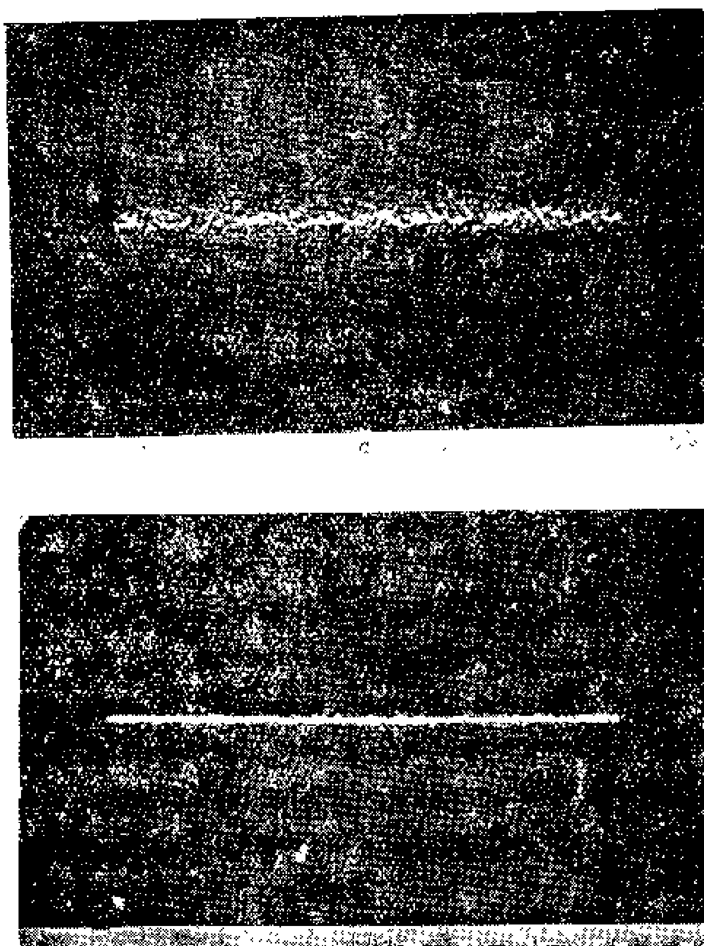


图11-2-6　道宽随机涨落时各道计数的相对偏差
输入信号的幅度概率密度为常数
(a)各道平均计数为10时(显示屏满度计数20),
(b)各道平均计数为10^3时(显示屏满度计数2×10^3)。

中心越远，记入这一道的概率越小。对于图11-2-5(a)的恒定道边界，在边界处$P(m, V)$由1突变为0。对于图11-2-5(b)的随机道边界，在边界处$P(m, V)$按一定曲线下降。当道轮廓不为矩形时，说明道宽存在随机涨落。这将在分析能谱时使各道计数有附加的涨落。通常要求道宽涨落的相对标准偏差不大于$\frac{1}{3}$，才可使道宽涨落引起的统计偏差，比之核辐射计数本身的统计偏差可以忽略。这大致要求道轮廓有60%左右的平坦部分。

由于道边界存在统计涨落，当以幅度概率密度为常数的周期滑移脉冲（参看图4-3-4)来测试模数变换器时，各道计数n就有涨落（因为各道计数等于信号幅度概率密度乘以道宽）。图11-2-6(a)是每道平均计数为10时的情况，(b)是每道平均计数为10^3时的情况。在各道计数少时，各道计数的相对偏差主要是由于道宽的随机涨落引起的，此相对偏差随各道计数的增加而减小。在各道计数很大时，地址干扰引起的道宽偏差才是主要的。

等②、③两种原因引起的道宽不一致性和①不同，在相邻道间可能就有很大道宽偏差，而在整个道址范围内，这种偏差的分布则近乎均匀。这种道宽不一致性可称为微观微分非线性。本书在不特别指明时，模数变换器的微分非线性专指微观微分非线性。有关模数变换器微分非线性的测量方法问题，在第四节再说明。

4. 变换速度的限制

由（11.2.5）式可知，线性放电法模数变换器的变换速度主要决定于线性放电时间 T。因为

$$T=mT_0$$

道址m越大，所需线性放电时间越长。当时钟周期 T_0 为 10ns 时（时钟频率为 100 MHz），8192 道的模数变换器的最大线性放电时间为 81.92μs。考虑到在道址低时线性放电时间随m而减小，平均线性放电时间大约为40μs（和所分析的谱形有关）。进一步提高时钟频率对线路元件的速度有很高要求。目前国际上还是用 100MHz 左右的居多，也有生产 200MHz，300MHz 的，也有正在研究 1000MHz的。但是，线性放电法的线性放电时间随道数按比例增加，此法用于高道数模数变换器终究是一个缺点。这使得近十年来不断研究新的变换方法。

11.2.3 比较法模数变换原理

在线性放电法模数变换器里，先进行幅度-时间变换，然后进行时间-数字变换。由于作为测量单位的石英时钟周期 T_0 十分均匀稳定，这使得这种模数变换器道宽一致性比较好。但是，也正因为这种办法要先把幅度变换成时间，再和标准时间间隔 T_0 比较，就要化费许多时间。道数多时，变换速度慢。

最快的办法还是直接把信号幅度与量化电平去比较。

1. 一次直接比较法

如图 11-2-7 所示，D_0—D_L 为脉冲幅度甄别器，其甄别阈作为量化电平，互相差一个道宽H，组成一个 L 道的模数变换器。输入脉冲幅度和所有甄别阈直接进行一次比较，就可以立即得到数码。在图 11-2-7中，信号幅度属第 $L-2$ 道。输出到L个与门中，仅与门（$L-2$）输出1 电平，其余皆为 0 电平。由此可以将所画输入信号存入第$L-2$ 道。这种变换方式一次使地址码各位并行置位，有时称之为并行变换。线性放电法是通过串行地址脉冲使地址寄存器置位，则

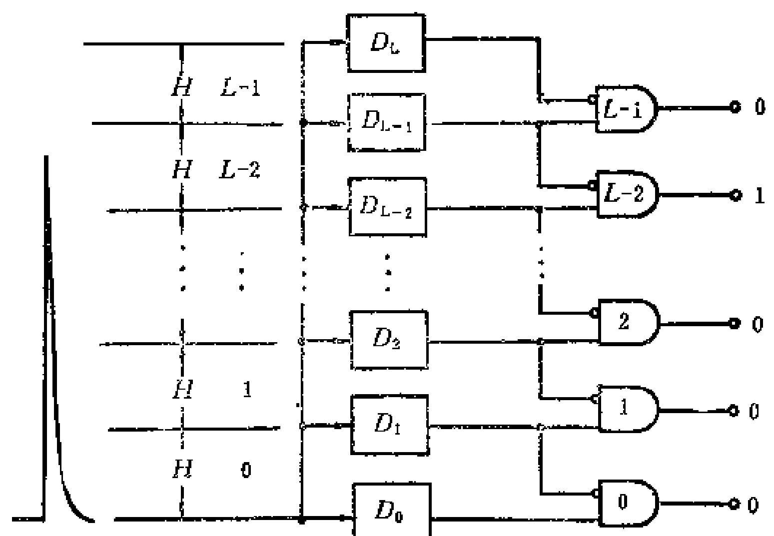


图11-2-7　一次直接比较法（多甄别器式）模数变换器示意图

称之为串行变换。并行变换是迄今速度最快的变换方式。但是，在道数达到几百，几千道时，这种变换方式要用几百、几千个甄别器和数字集成电路，这使设备过于庞大。在道宽小时，很难使这么多甄别阈互相保持恒定间隔，因而微分非线性很大。所以这种一次直接比较的方法只适用于速度要求很快而道数很少的模数变换器。例如，用隧道二极管作甄别器，可以做成变换时间仅几十ns的十几道变换器。

2. **逐次二进制比较法**[1]

一次直接比较法是信号和多个甄别阈直接进行一次比较，速度很快。但是在道数多时，所需甄别器和数字电路过多，而且道宽很难一致。这好像要为可测量几千毫克的天平制作几千个完全一样的1毫克砝码一样。显然，这一缺点可以从改变砝码的种类来大大减少所需砝码数。为了和数字电路的二进制一致，砝码做成二进制是方便的。例如，在测量范围为$4096=2^{12}$毫克时，有12种二进制砝码就可以了。因为用2^0毫克到2^{11}毫克这12个砝码的组合，就可得到2^{12}种重量类别。测量时，不管被称物重量如何，先以最大砝码2^{11}毫克（最大量程的一半）去试，并按天平倾斜方向决定取舍。然后逐次试以2^{10}毫克、2^9毫克……。最后留在砝码盘上的砝码就是物重m。如图11-2-8所示，盘上留下的砝码共为

$$2^{11}+2^8+2^7+2^4+2^3+2^0=2457\text{毫克}$$

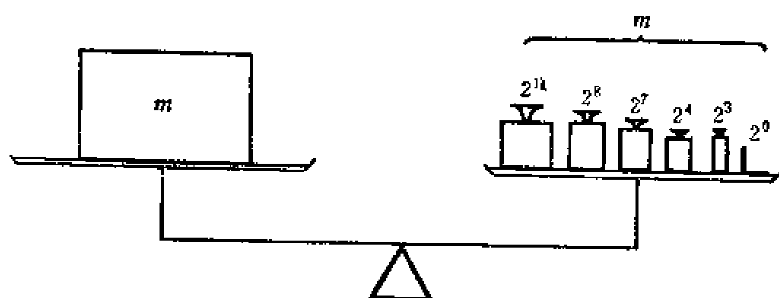


图11-2-8 逐次二进制比较法的示意图

即被称物重$m=2457$毫克。实际上，由留下砝码的二进制位次，即可得到用二进制数来表示的物重，上例即为

$$[100110011001]_2\text{毫克}$$

此二进制数即可作为存储器地址。这种方法就称为逐次二进制比较法或逐次二进制逼近法[1]。

图11-2-9(a)、(b)，是逐次二进制比较法模数变换器的简化框图和比较器两输入端的波形图。图11-2-9(a)中所画的模数变换器为4096道，道宽为1mV。C_{S0}到C_{S11}为12位数码寄存器。它的某一位置1时，就通过数模变换器[2]DAC产生和这一位对应的参考电压。当C_{Si}置1时，产生的参考电压幅度为

$$V_{Ri}=2^i\text{mV}$$

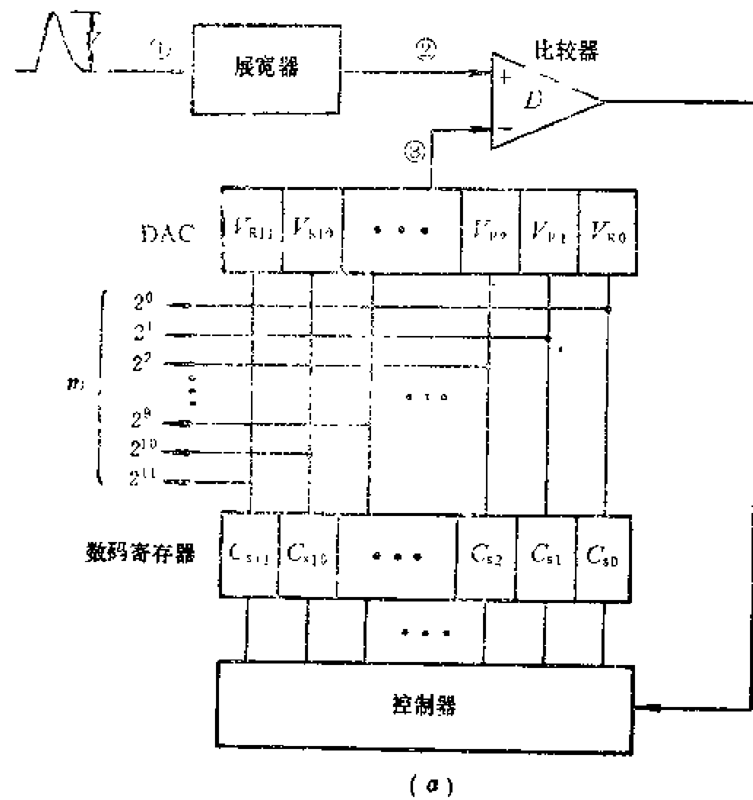
从C_{S0}到C_{S11}，可产生12个参考电压：$V_{R0}=2^0$mV，$V_{R1}=2^1$mV……$V_{R11}=2^{11}$mV。由C_{S0}到C_{S11}的状态来决定这12个参考电压是否从DAC输出。输出的参考电压在DAC输出端迭加后加到比较器的反向输入端(见图11-2-9(b)波形③)。被分析的输入信号经展宽器展宽后得到脉冲②，加到比较器的同相输入端。其平顶电平等于输入信号峰值，并在整个变换过程中维持不变。在图11-2-9(b)中，设信号幅度为2457.6mV，这为最大分析幅度2^{12}mV的0.6倍。逐次比较的过程和图11-2-8十分类似。在比较开始后，每一拍进行一位比较。

第一拍：控制器使C_{S11}置1，其余置0。C_{S11}通过DAC产生参考电压$V_{R11}=2^{11}=2048$mV，

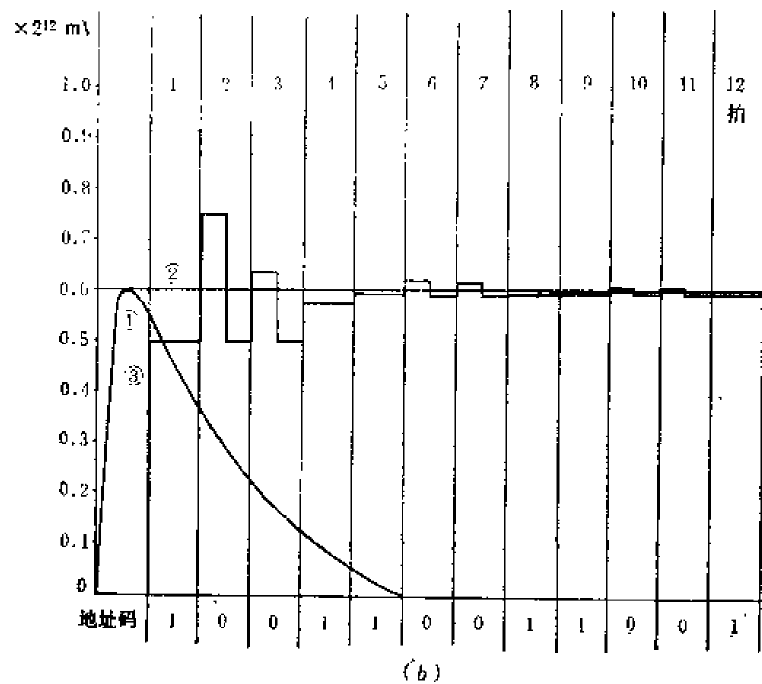
[1] L.B.Robinson, *Nucl.Instr.&Meth.*, 62, p237(1968).

1) 逐次二进制逼近法：Successive binary approximation method

2) 数模变换器：Digital-Analog Convertor, (DAC)



(a)



(b)

图11-2-9 逐次二进制比较法模数变换器(4096道，道宽1mV)
(a) 简化框图　　(b) 比较器输入端波形图

此参考电压③经比较器和信号②比较。由于②>③，比较器输出高电平，控制器乃使 C_{S11} 保持1状态。即使DAC输出的第一个参考电压$V_{R11}=2^{11}$mV保留。

第二拍：控制器使C_{S10}置1，较低各位仍置0。此时DAC输出的参考电压为

$$V_{R11}+V_{R10}=2^{11}+2^{10}=2048+1024=3072\text{mV}$$

由于②<③，比较器输出0电平，通过控制器使$C_{S_{10}}$复位，即撤去第二个参考电压2^{10}mV。第二拍结束时，DAC输出仍只为$2^{11}=2048$mV。

第三拍：控制器使C_{S_9}置1，较低各位仍置0。DAC输出$2^{11}+2^9=2560$mV。此时②<③，C_{S_9}被复位。

第四拍：控制器使C_{S_8}置1，DAC输出$2^{11}+2^8=2304$mV，此时②>③，C_{S_8}保留于1状态。

依此逐次试探、比较。经过12拍后，数码寄存器上的数码将为

$$100110011001=2457$$

由图11-2-9(a)、(b)可知，第11拍时，DAC输出2458mV，②<③。第12拍时，DAC输出2457mV，②>③。故信号幅度V被判定为

$$2457\text{mV}<V<2458\text{mV}。$$

V应属于第2457道。$C_{S_{11}}$—C_{S_0}上的数码就可作为地址码输出。二进制比较法的道宽就是地址码最低位C_{S_0}对应的参考电平V_{R_0}，在本例中，$V_{R_0}=2^0\text{mV}=1\text{mV}$。

由上面所讲的原理可知，4096道的逐次二进制比较法模数变换器，每进行一次变换要进行12次比较。无论大幅度信号或小幅度信号都要比较12次。比用4096个甄别阈进行一次直接比较要慢，但是所需的参考电平只有12个。并且道数每增加一倍，只要增加一次比较就行了。比线性放电法更适于做高道数模数变换器。在总道数为L时，线性放电法的线性放电时间最小为0，最大为

$$T=LT_0$$

平均约为$LT_0/2$(和谱形有关)。而逐次二进制比较法的比较时间对各种幅度均为

$$T'=(\text{Log}_2L)T_0'$$

这里T_0'是用逐次比较法每比较一次所需的时间。虽然它要比时钟周期T_0大，但在L很大时，由于$(\text{Log}_2L)\ll L$，逐次二进制比较法还是更快些。8192道的逐次二进制比较法模数变换器，变换时间可做到10μs左右，这比时钟频率为100兆赫的线性放电法模数变换器(平均变换时间约为40μs)要快几倍。

至于道宽一致性，由于参考电平很难维持精确比例，它要比线性放电法差得多。对于上例，第2047道的上边界2048mV决定于最高位参考电压$V_{R_{11}}$，而下边界2047mV决定于除最高位外所有各位参考电压之和$V_{R_0}+V_{R_1}+\cdots\cdots+V_{R_{10}}$。这两者是互相独立的大数。由两大数之差决定的第2047道的道宽

$$h2047=V_{R_{11}}-\sum_{i=0}^{10}V_{Ri}$$

误差很大。例如，在$V_{R_{11}}$的精度达到万分之一时，也将使$h2047$有0.2mV左右的偏差。对于1mV的道宽来说，这就是20%的不一致性！这种情况在奇数道普遍存在，但道址在1/2总道数处不一致性最严重。因此，这种逐次二进制比较法只有加上道宽均匀电路才能使道宽一致性达到1%左右。

*3. 并串联比较法[1]

逐次二进制比较法比一次直接比较法大大简省了电路，使得用比较法做高道数模数变

[1] C.Bonsingnori, Colloque International Sur L'electronique Nucléaire Tome 2, p88-1(1968).

换器成为可能。但是每次变换总是从最高位起逐次比较，每比较一次决定一位地址码，仍然是一种串行变换器。不过这是按二进制逐位串行。比线性放电法的地址码逐道串行要快得多，比一次直接比较法的平行置位还是慢。一种新的设计是高位采用并行变换，低位才逐位串行比较。如图11-2-10所示，利用16个甄别器，每个甄别器的甄别阈相差256个道宽(256H)，对信号进行一次直接比较后，就可以决定此信号属于第几个(256H)。即可以确定2^8和2^8以上各位的数码。然后，再对信号幅度的零头部份进行逐位比较，确定低位的数码。我们先来说明一下图11-2-10(a)的工作原理。

输入信号v_1给保持电容C_H充电，使C_H上的电压v_C达到信号峰值v_1。信号v_1同时加到16个甄别器上，这16个甄别器的甄别阈除第一个为1.5×256H外，其余皆间隔256H(见图11-2-10(b))。

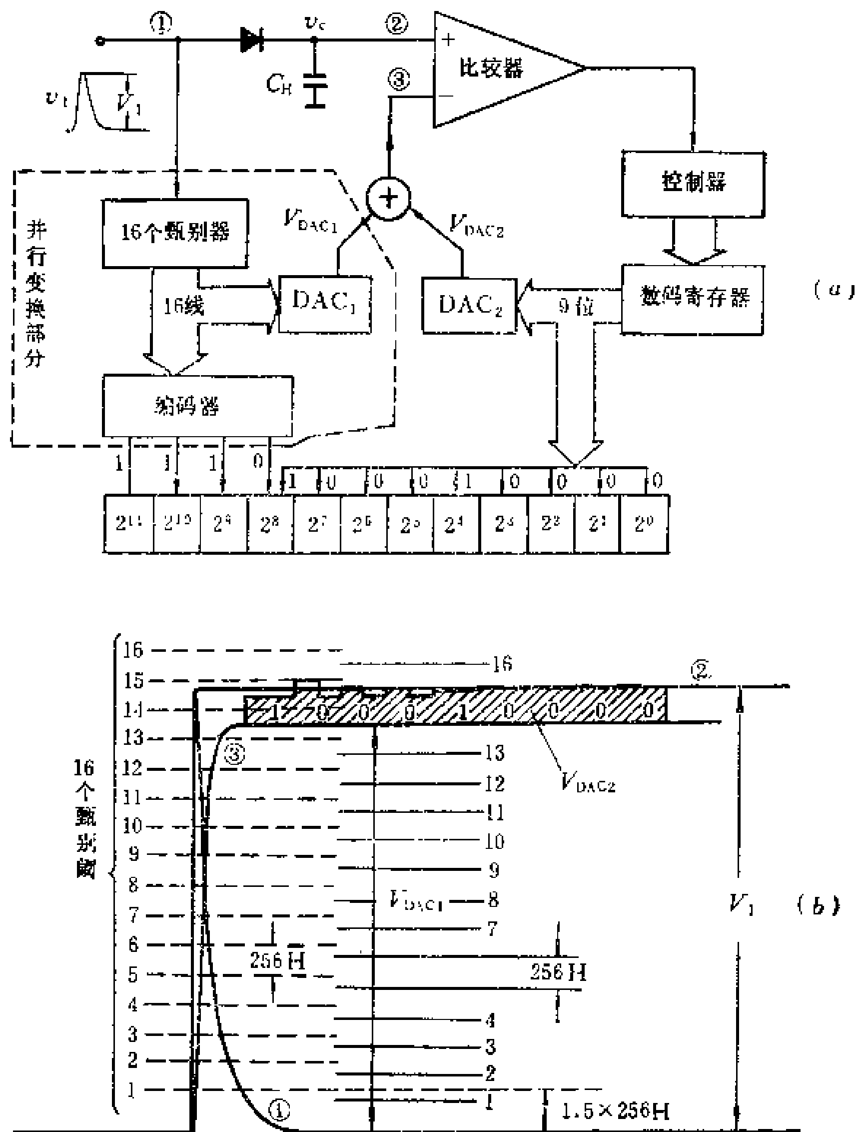


图11-2-10 并、串联模数变换原理图（4096道）

输入信号v_1和这16个甄别阈进行一次直接比较就可判定v_1属于第几个(256H)，在图中是属于第14个。于是16个甄别器的16线输出端只有第14线为“1”，其余为“0”。据此，一方面通过第一个数模变换器DAC₁，给出大小为14×(256H)的参考电压V_{DAC1}，通过加法电

路加到比较器的反向输入端。另一方面，通过编码器得到二进制码 $[1110]_2=14$，使地址寄存器的最高4位置位。这一步并联变换后，在地址寄存器上得到了最高4位地址码1110，同时有一个和此高位地址相应的参考电平 $V_{DAC_1}=14\times(256H)$ 加到了比较器。对比一般的逐次二进制比较法，可以看出，这相当于进行了第一拍的比较。所不同的是，这第一拍不是以固定的、等于最大量程一半的参考电压去比较，而是用16个甄别阈对信号估值后再给出一个和信号幅度相当接近的参考电平去比较。由于第一个甄别阈设在 $1.5\times(256H)$，所以此参考电平比信号小 $(0.5—1.5)\times(256H)$。这里我们可以看出，把第一个甄别阈设在 $1.5\times(256H)$，而不设在 $1\times(256H)$，是为了保证 DAC_1 输出的参考电平 V_{DAC_1} 始终低于信号幅度 V_1，即使线路参数有误差或发生不大变化时也如此。因为 $V_1-V_{DAC_1}$ 最小为 $0.5\times(256H)$，有足够裕量保证这一点。这样，留给串联变换的电位差 $V_1-V_{DAC_1}$ 始终为正值，便于用逐次二进制比较法进行变换，并给出低位地址码。在图11-2-10中，低位地址码是 $[100010000]_2$，加上高位地址码共为 $[111100010000]_2$，即3856道。

在上述设计中，$V_1-V_{DAC_1}$ 最大不超过 $1.5\times(256H)$，所以串联变换部分有9位就够了。用逐次二进制比较法来变换须比较9拍（图11-2-10斜线部分）。加上并联变换部分那一拍，总共须10拍。这比全用逐次二进制比较法（12拍）只快2拍。但是，这里的逐次二进制比较法部分只有 2^9 道，而不是 2^{12} 道，对线路的精度要求可以显著降低。参考电平达到稳定值的时间允许缩短，从而允许减少每拍的时间间隔。当然，这种办法对第一个数模变换器 DAC_1 的精度要求很高，因为并联部分的精度完全决定于它，但和16个甄别阈的精度无关。现在由于有了集成电路的精密数模变换器，使得此法便于实现。有一种用并、串联变换法制成的8192道模数变换器[1]，变换时间只有4μs，它是目前最快的高精度模数变换器，这种变换器也必须采用道宽均匀技术，使微分非线性小于千分之几。

近年来，作为器件大量生产的大规模集成电路模数变换器，位数和速度不断提高，可以用来制作谱仪模数变换器。例如，16位的集成电路模数变换器当作10位谱仪模数变换器用，在器件本身精度为±1/2最低位时，可得到微分线性好于±1%的1024道谱仪模数变换器。或者，辅以道宽均匀电路，可以做成道数更多的谱仪模数变换器。然而，作为谱仪模数变换器，还需有能保持信号峰值信息的展宽器、进行符合控制、道宽调节和偏置调节等电路。

此外，多年来不断有人研制各种方法来制作谱仪模数变换器，但是完善到适于工业生产的不多。目前工业产品的模数变换器仍以线性放电法为主。利用大规模集成电路的模数变换器作为主要器件来制作谱仪模数变换器，则是发展方向。

第三节　谱仪模数变换器的使用

模数变换器的基本工作原理已如上述。在实际使用时，许多参数需要调节。我们既要了解它的调节原理，又要了解它对所测谱的影响。另外，实际模数变换器还有许多核物理实验需要的辅助功能，在使用中也必须掌握。在这一节里，我们主要以功能较全的国产高精度模数变换器（AD8192）为例进行说明，同时兼及其它。

[1] MONTEDEL LABEN Division: Analog-to-digital Converter Mod.8215 User's Guide

11.3.1 道宽选择

在第一节中曾经讲过，道宽越小，表示对信号的分类越细。例如0到10V的信号，在道宽为10mV时，分成1000道；在道宽为1mV时，就可分成10000道了。所以，道宽能小到什么程度，是模数变换器精度的标志。道宽小时要求模数变换器的稳定性高和道边界干扰小。所以一般模数变换器都按其最小道宽来设计电路和考核技术指标。需要增大道宽时再附加道宽调节电路。

在进行核能谱测量时，道宽取多大合适要看具体要求。道宽小，分类分得细。但是道宽小时，对于同样的输入信号幅度范围，变换后的道数就多，要占用较多的存储单元。另外，对于同样的输入信号计数率，道宽小时分到每一道的计数率就低，为了使各道积累到足够的计数而减小统计误差，需要的测量时间就长。所以，不必要地采用小道宽，或者说不必要地用过多的道数来测谱，在存储空间和测量时间上都有所浪费。而且道数过多时，还会增加处理数据的麻烦。因此，在实际测谱时，应在满足分辨率的要求下，尽量使用大道宽。一般说来，在峰的半高宽内，有5到10道就够了。例如，使用闪烁探测器时，由于它的能量分辨率在10%上下，用几十道到几百道就足够了。使用Ge (Li) 探测器时，由于它的能量分辨率可达0.1%量级，就要用几千道才能分析一个完整的谱。只分析某一局部能谱时，道数也不需要这么多。

在调节模数变换器的道宽时，调节原理的不同，会对模数变换器的其它性能产生不同的影响。这是在调节道宽时要注意到的。

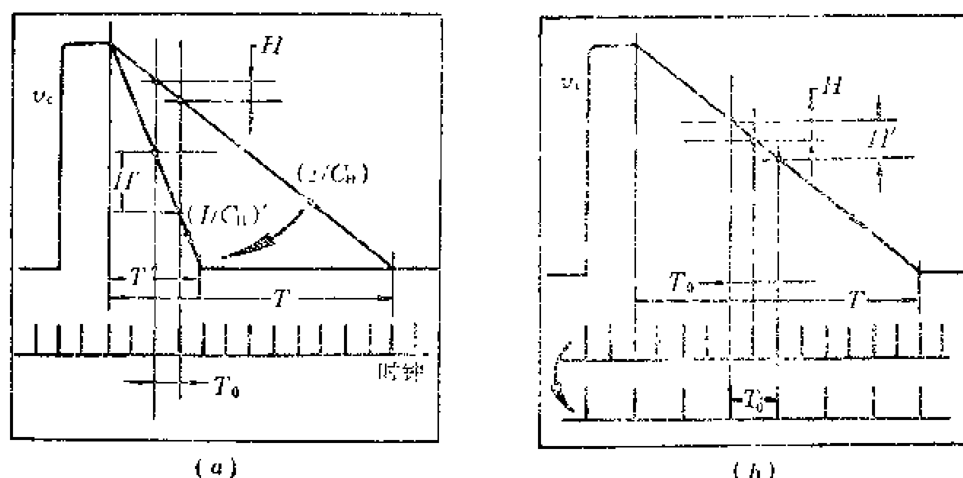
1. 线性放电法模数变换器的道宽调节

由(11-2-4)式：

$$H=\frac{I}{C_H}T_0$$

改变保持电容的容量 C_H 和线性放电的电流 I 或时钟周期 T_0，都可以改变道宽。改变 I 和 C_H 是改动模拟电路，我们称之为模拟调节；改变T_0用数字电路，我们称之为数字调节。这两种调节方式对模数变换器的性能有不同影响。

①道宽的模拟调节　由图 11-2-1 可知，无论调节 C_H 或 I，都是通过改变线性放电的斜率来调节道宽，如图11-3-1(a)所示。这种调节道宽的方式，在I/C_H 增大到 $(I/C_H)'$ 而使道宽增大时，在道数减少的同时(对同一输入信号幅度)，变换时间 T 缩短为T'。这种调节方式由于每道仍占一个时钟周期 T_0，所以在道宽增大而使道数减少时，对同一信号幅度的变换时间随之缩短。例如，在时钟周期T_0为10ns时，对于幅度范围为8V的谱，用1mV道宽测是8000道；最大变换时间是80μs。如果用8mV道宽 (800道) 即能满足分辨率要求，用模拟调节方式把道宽增大到8mV后，最大变换时间就减少到10μs。可见，当模数变换器是用模拟调节来改变道宽时，对于同样大的输入幅度范围，用较大的道宽（较少的道数）来测量可以减少模数变换器死时间。或者说可以工作于更高的计数率。这是用模拟调节方式调节道宽的优点。缺点是这种调节方式不十分精确、稳定。而且通过调节I或C_H来调节道宽，影响到模拟电路的工作状态，可能使模数变换器的参数发生变化，在改变道宽的同时零点也可能发生变化。所以某些高精度高稳定模数变换器，为了保证模拟电路处于最佳工作状态，同时也为了使道宽的调节稳定、精确，多采用数字调节方式。



(a)　　　　　　　　(b)

图11-3-1　线性放电法模数变换器的两种道宽调节方式

(a)模拟调节，$\left|\frac{dv_c}{dt}\right|$从$I/C_H$到$(I/C_H)'$，$H$增大到$H'$

(b)数字调节，从T_0到T_0'，H增大到H'

②道宽的数字调节　(11-2-4)式说明可以通过调节T_0来调节道宽但实际上都不是去改变石英时钟本身的振荡频率。因为改变石英时钟频率要更换石英晶体，甚为浪费，而且也不一定有合适频率的晶体可用。常用的办法是通过分频电路来成倍地增加T_0而增加道宽；或是得到地址码后再除以2的倍数，通过成倍地减少道数来等效地增加道宽。采用分频方法时，要用高速分频电路，要改变时间-数码变换部分的工作状态。采用将地址码除以2的倍数的方法时，要用数量较多的移位电路，但只需低速电路，且不干预时间-数码变换过程，目前用得较多。AD8192就是采用这种办法调节道宽的。这两种数字调节方式，都是等效地调节T_0，由图11-3-1(b)可知，采用数字调节方式调节道宽，随着道宽的成倍增大，每道所占的变换时间也成倍增大。所以对于同一输入幅度，在增大道宽而减少变换的道数时，并不能提高变换速度。这一点从另一方面看来也是显然的，由图11-3-1(b)可知，在数字调节时，没有改变I或C_H，线性放电斜率不变。对于同一信号幅度，线性放电时间T自然不变。对于上例，8V的信号用1mV道宽变换(8000道)，要80μs；用数字方法调节道宽到8mV后(800道)，变换时间还是要80μs。但是用数字方法调节道宽，可以获得道宽间的精确比例。

用数字方法调节道宽的线性放电法模数变换器，要想在减少某一能量范围内的道数的同时，又能得到减少变换时间的好处，可以不增大模数变换器的道宽，而降低它前面所接的放大器的放大倍数。例如，能量范围为800keV的信号放大到8V，用1mV道宽分析时是8000道。如果从分辨率考虑有4000道就足够，可以把放大倍数减少一半，800keV的信号放大到4V。还用1mV道宽，就是4000道了。变换时间则减少了一半。当然，这种方法不能无限制使用，因为把信号幅度压得过小，模数变换器的分析幅度下限(通常为几十mV)在所测能谱中所占的比例加大，低能部分有更大一段测不出来。另外，信号小了，模数变换器道边界的漂移和涨落对所测谱的影响相对增大。

2. 比较法模数变换器的道宽调节

比较法模数变换器都是采用数字方法调节道宽。而且都是采用先得到地址码，然后再除以2的倍数的方法。正如前面已指出的，这种对地址码进行除2运算的办法，不干预模数变换过程，不改动比较法变换器精密的参考电平数值。另外，比较法模数变换器无论对于大信号或小信号，都需同样的变换时间(都要进行同样拍数的比较)，所以在使用比较法变换器时，调节道宽不须考虑到变换时间方面的变化问题。

最后，把选择模数变换器道宽应注意的问题归纳如下：

① 在满足分辨率要求的前提下尽量选用大道宽，尽量减少道数。

② 对于线性放电法模数变换器，如果是用模拟方法调节道宽的，要注意到：改变道宽后模数变换器的零点可能也随之变化；各种道宽间的比例不十分精确；在死时间不做成固定时，增大道宽则可以减少变换时间。

③ 对于用数字方法调节道宽的模数变换器(线性放电法或比较法)，改变道宽对零点无影响，而且各种道宽之间比例精确。但是无论道宽大小，对同样幅度的信号变换时间一样。

11.3.2 偏置选择

在前面讲道宽选择时，我们曾提到，用分辨率达0.1%量级的探测器来测能谱时，存储器要有几千道。这是指测全谱而言(图11-3-2(a))。如果只对幅度大于某一数值V_{os}的谱有兴趣，可以把模数变换器的零点从0调到V_{os}(图11-3-2(b))。所测谱的第0道对应于幅度等于V_{os}处，可以省去许多存储单元。如图11-3-2(b)所示，用2000道就可以和用4000道一样精密地测出2000mV到4000mV那一段谱。

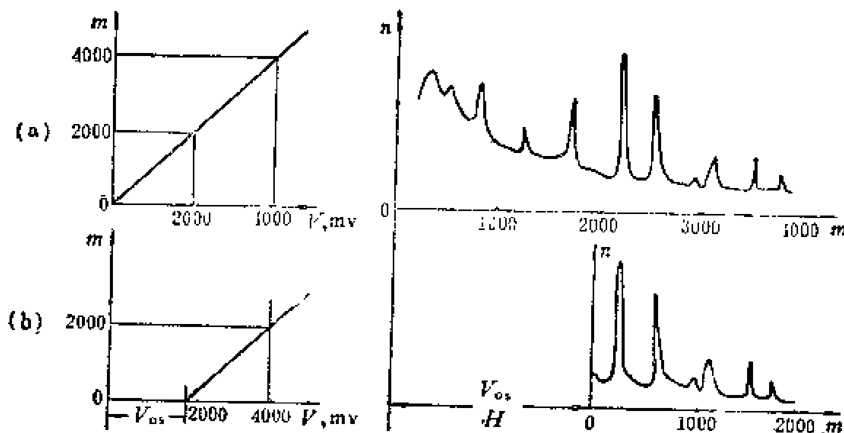


图11-3-2 偏置功能示意图
(a) 零点为零时 (b) 零点为V_{os}时

虽然图11-3-2(a)和(b)的区别只是零点不同，但这样大范围的改变零点，和平常的零点调整用意不同，实际上不称之为零点调节，而称为“偏置”调节。也有的称为“零道阈”调节，表示调节第零道所对应的输入幅度[1]。

偏置的具体调节方法有两种：

---

1) 偏置：Back Bias, offset
零道阈：Zero Channel threshold

1. 模拟偏置V_{os}

设置模拟偏置的方法，简单地说，就是将输入的模拟信号幅度V_1，减去V_{os}后再进行变换(图11-3-3(a))。V_{os}就称为模拟偏置。变换后所得的地址码为

$$m' = \frac{V_1 - V_{os}}{H} = m - \frac{V_{os}}{H} \tag{11.3.1}$$

当$V_1 < V_{os}$时，线路的控制逻辑自动停止变换，不给出地址码。由于加入模拟偏置是先从信号V_1中减去V_{os}再进行变换，对于线性放电法模数变换器来说，变换时间将缩短为

$$T' = \frac{V_1 - V_{os}}{H} T_0 = mT_0 - \frac{V_{os}}{H} T_0 \tag{11.3.2}$$

所以引入模拟偏置不仅节省了存储V_{os}以下的谱的存储空间。而且节省了变换V_{os}那一部分幅度的时间。但是模拟偏置的调节精度和稳定性一般都不很高。

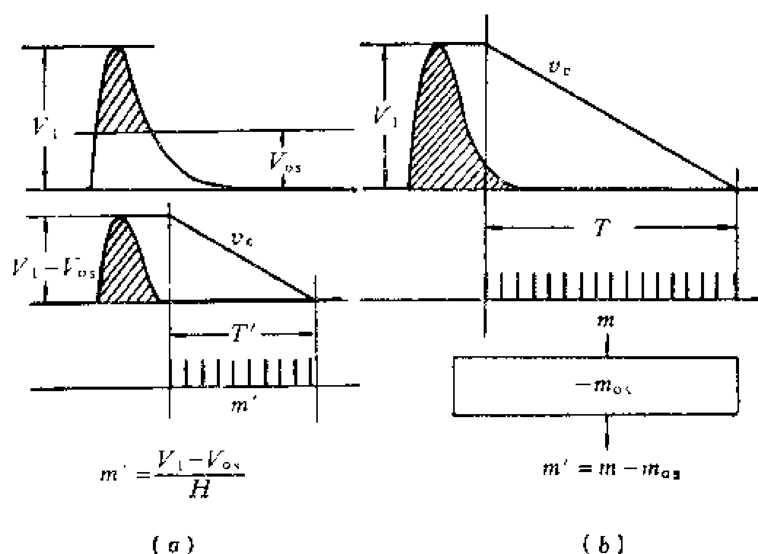


图11-3-3 线性放电法模数变换器的偏置

(a) 模拟偏置V_{os} (b) 数字偏置m_{os}

2. 数字偏置m_{os}

设置数字偏置的方法，是将信号幅度V_1变换成数码m后，再从m中用数字电路方法减去所需数量的地址码m_{os}，m_{os}称为数字偏置（图11-3-3b）。使用数字偏置时，进行变换的信号幅度还是V_1。变换时间和不加数字偏置时一样，未能得到节省。但是数字偏置稳定、精确。

对于线性放电法模数变换器，常常同时设有模拟偏置和数字偏置。不要求偏置十分精确、稳定，但希望节省变换时间时，可用模拟偏置。这适用于计数率较高、测量时间较短的情况。要求偏置精确、稳定时，要用数字偏置。这适用于计数率不太高而测量时间很长或要多次重复测量情况。

对于比较法模数变换器，由于变换时间与信号幅度无关，所以只设置数字偏置。

AD8192模数变换器，模拟偏置由螺旋电位器调节。调节范围为5V。调节精度是每小格10mV，温度稳定性±0.01%/℃。数字偏置由按键开关调节。调节的最小单位是256道（道宽1mV时）。调节范围是(0—31)×256道。

11.3.3 溢出地址选择

从图11-2-2可以看出，幅度过大的信号变换后所得的地址码，可能使地址寄存器溢出。通常地址寄存器的最大容量等于最大量化电平数L_{max}。如果不对溢出进行判定，将会发送出错误的地址码。为此，模数变换器的控制逻辑应保证在发生溢出时不给出"存储命令"，舍弃这些超出分析范围的信号。模数变换器的溢出地址是可调的，设为L。L可以是L_{max}，也可以是$L_{max}/2$、$L_{max}/4$、$L_{max}/8$……。这只需从地址寄存器最高位，或低一位、二位、三位……引出溢出信号就可以了。例如，对于8192道的模数变换器，从2^{12}位引出溢出信号，最大地址是$L_{max}=8192$；从2^{11}位引出溢出信号，最大地址是$L_{max}/2=4096$。余可类推，见图11-3-4。在模数变换器的面板上，通常有调节溢出地址的开关。例如AD8192，溢出地址L可以有8192，4096，2048，1024，512五种。

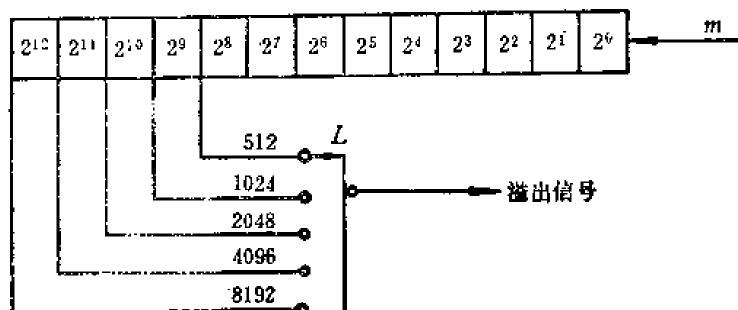


图11-3-4 线性放电法模数变换器改变溢出地址的示意图

应当注意，这里的溢出地址全是以地址寄存器上的位次来表示的。如果调节道宽是采用把地址码m除以2^x的办法，则实际发送出去的最大地址是溢出地址除以2^x。例如AD8192，在溢出地址置于4096，道宽置于4倍最小道宽时，实际输出的最大地址只有4096/4＝1024。

用于计算机或CAMAC系统的模数变换器，数字偏置和溢出地址常可以用外加信号来自动调节。使用者可以把所需的数字偏置和溢出地址编在程序里或在人机对话时由键盘输入。

11.3.4 死时间校正

1. 由百分死时间电表校正

如图11-2-2，一般模数变换器都装有指示百分死时间的电表。百分死时间是模数变换器的死时间在实际测量时间中所占的百分比P。从实际测量时间中扣除死时间，就可以得到有效测量时间。在确定计数率时就应以有效测量时间来计算。有效测量时间常称为"活时间"。实际测量时间则简称为"实时间"，他们的关系是[1)]

活时间＝实时间－死时间

也就是说，求计数率时应以活时间来计算。而活时间T_l可从实时间T_r和百分死时间P求出

$$T_l=(1-P)T_r \tag{11.3.3}$$

例如，当实际测量时间$T_r=10$秒，百分死时间电表指示$P=20\%$，则活时间为

$$T_l=(1-P)T_r=(1-0.2)\times 10\text{秒}=8\text{秒}$$

计算计数率时，就要按有效测量时间8秒来计算。

1) 活时间：live Time
 实时间：Real Time

由于核辐射的随机性，百分死时间电表的读数是涨落的，在计数率较低或平均计数率在测量时间内有较大的变化时，很难读准P。所以由P来求T_1只能是粗略的。但百分死时间电表可直观提供计数率高低的情况。甚至还可以作为模数变换器是否在正常工作的指示。

2．**由固定死时间和总计数校正**

设模数变换器每变换一个输入信号有死时间T_D，在实际测量时间T_r内总共变换了Σn个信号。我们就可求出总死时间

$$\Sigma T_D = T_D \Sigma n$$

对于比较法模数变换器，不同幅度的信号都占据同样死时间。T_D是固定的。ΣT_D就可用上式计算，Σn则可在模数变换器后面接一个计数器，通过测量"存储命令"的总数来求得（当然这个计数器的死时间要小于模数变换器的死时间）。在模数变换器后面接有能求各道总计数的多道分析器或计算机时，Σn可以由多道分析器或计算机求出。

对于线性放电法模数变换器，变换时间是随着信号幅度变化的。为了能如上述方法进行校正，必须把线性放电法模数变换器的死时间也作成固定的。这可以加入一个单稳态电路，使模数变换器的每次变换都经过固定的时间再复原。这个单稳态电路的准稳态时间就是固定死时间。显然，固定死时间要大于模数变换器原有的最大死时间，才能保证变换不同幅度信号的死时间固定。但是，这样一来，线性放电法模数变换器的平均死时间几乎加大了一倍。因此，线性放电法模数变换器的死时间常做成"固定"、"可变"两种方式。在改变量化电平数时，所需的固定死时间不同，所以固定死时间的数值通常是随溢出地址而改变的。例如AD8192，溢出地址为8192时，固定死时间是100μs，溢出地址为4096时，固定死时间是60μs。不同变换器在不同量化电平数时的固定死时间数值可以查阅使用说明书。

把死时间做成固定的，排除了死时间随信号幅度变化的因素，对某些按幅度分段进行的测量，使数据处理简单。所以有些道数不很多而时钟频率又较高的线性放电法模数变换器，死时间只做成固定的。

应当指出，用固定死时间和总计数来求总死时间，在下述情况下会产生差错：

（1） 当存在大量使地址溢出的大幅度信号时；

（2） 当使用偏置时，尤其使用数字偏置时。

因为幅度大到引起溢出或小到低于偏置的信号都不引起计数(不发出"存储命令")，但它们同样占有死时间，所以在用此法校正死时间时，要设法剔除这些脉冲，以免占有不能从总计数进行校正的死时间(见3.活时间测量)。

3．**活时间测量**

上述两种办法都可以用活时间测量取代，并自动校正。所谓活时间测量，就是在测量过程中不以实时间计时，而用活时间计时。这只需将死时间信号（图11-2-2⑭）输出到多道分析器或计算机的定时电路，使计时器在死时间内停止计时就可以了(参看图13-7-2)。所以，在有了能进行活时间定时的多道分析器主机或电子计算机后，死时间都由活时间测量法校正。至于在核物理实验中如何确定整个探测系统的效率，还要考虑许多物理上的因素。

11.3.5 上阈、下阈选择

从上面几小节中我们可以看出，模数变换器能分析的信号幅度有一定范围：

地址溢出限制了可分析幅度的上限；

偏置限制了要分析幅度的下限。

幅度在上述范围之外的信号不予存储，但是要占用变换器的工作时间。因为判断信号是否引起地址溢出或低于数字偏置，都要在进行变换而得到地址码m之后。这就要产生死时间，不仅在用固定死时间校正计数率时要发生差错，就是在用活时间测量时或不进行死时间校正时，也徒增许多模数变换器的死时间，降低测量效率。所以，应当设法在启动变换之前就对信号幅度进行预选。常用的办法就是设立两个甄别器来预选，这上、下两个甄别器的甄别阈（上阈V_H、下阈V_L）可以由使用者自由调节，使得只有幅度在上、下阈间的信号才能启动变换，这就剔除了那些过大、过小的无用信号，避免它们引起大量死时间。

在利用固定死时间和总计数来计算总死时间时，应把下阈调到偏置之上，上阈调到溢出地址之下。剔除那些要产生死时间而又不能存储的过小、过大信号。当然，这样所测谱的上、下边缘决定于上、下阈，没有溢出地址和偏置那样精确（上、下阈的稳定性通常不很高）。

就是在用活时间测量，甚至在不进行死时间校正时，把上阈调到溢出地址之上不远处，把下阈调到偏置之下附近，也可减少一些无用信号引起的死时间。对于某些死时间比较小的模数变换器，为了简单，有时不设置上阈，但下阈通常都是有的，因为在实际测量中，常常存在大量小幅度本底信号和干扰信号。要利用下阈来剔除。在偏置为零时，更要用下阈来剔除这些信号。但是，在设置下阈后，由于甄别器的灵敏度有一定限制，通常要信号大于几十毫伏才能触发。也就是说，下阈一般调不到零，最低要几十毫伏。这就使几十毫伏以下的一段谱无法测量。对于最大幅度达5伏、10伏的谱，这段谱<1%，在最大幅度比较小时，下阈所占的比例就可观了。所以有的模数变换器的下阈可以不用被变换信号触发，而用另外放大得更大的信号来触发。但是一般模数变换器的下阈都是由被变换信号自己触发，所以使用时要注意到下阈在整个幅度分析范围内所占的比例。

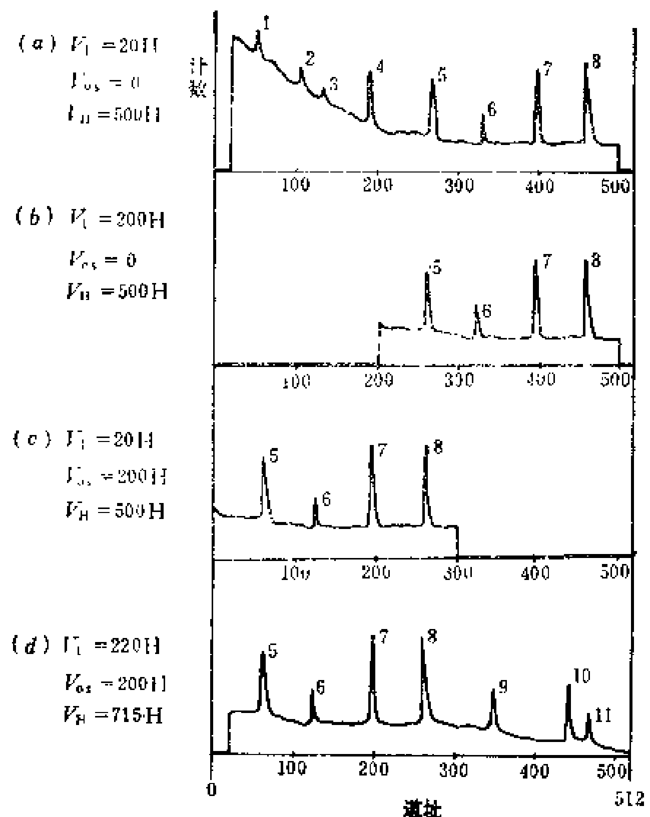


图11-3-5　上、下阈和偏置功能比较

V_L：下阈，V_H：上阈，H：道宽，V_{os}：偏置，溢出地址：512，信号最大幅度：720H，在720H内共有11个峰

最后，应当指出，上、下阈只是对信号幅度进行预选，从控制逻辑上决定是否启动变换（参看图11-2-2）；并不改变被变换信号的幅度，也不干预变换过程。也就是说，无论如

何调节上、下阈，对道址m都不引起变化，这是和偏置的概念不同的。图11-3-5表示了这种区别。如果我们掌握了上、下阈和偏置的概念，应能从图11-3-5上的参数理解图中所画的能谱测量结果。

11.3.6 输入电路选择

一般核电子学模数变换器都有下列几种输入方式可供选择：

1. 交流耦合

模数变换器输入端有CR隔直流电路。可以阻止信号源的直流电压输入模数变换器。使用时要注意模数变换器中隔直流电容的耐压，不能把过大的直流电压（例如探测器所用的高压）加入模数变换器。交流耦合的优点是信号源的直流电平不影响模数变换器的零点。缺点是高计数率时会引起相当大的基线漂移。因而适用于双向成形信号，或计数率较低情况下的单向成形信号。

2. 直流耦合

信号从模数变换器输入端一直到保持电容都是直流耦合。因而模数变换器本身不引起基线随计数率漂移。只要模数变换器前面的信号没有基线漂移，可以在很高的计数率下工作。如果信号本身已有基线漂移，模数变换器虽用直流耦合亦不能消除。

另外，应当注意到在用直流耦合时，信号静态直流电平将改变模数变换器的零点。

3. 基线恢复器输入

使用基线恢复器输入，既可以隔直流，使模数变换器的零点不受信号的直流电平影响，又能在计数率变化时，使信号基线保持在零电平。基线恢复器的工作原理和使用中的注意事项在第八章中已讲过了。有的放大器附有基线恢复器，这时模数变换器就要用直流耦合。

4. 采样

用于对直流或慢变化信号进行采样分析，有关原理已在图11-2-3作过说明，实际应用见第十三章。

11.3.7 符合和反符合

为了便于核物理实验，模数变换器中一般都设有符合电路，外加的符合（反符合）信号（图11-2-2，J_3)可以和被分析信号（图11-2-2，J_1）进行瞬时符合（反符合）或延迟符合（反符合)。但是在模数变换器中的符合电路通常是慢符合，分辨时间一般固定在1μs左右，而且不甚精确。只是提供符合控制手段，不能取代各种专门的快、慢符合电路。在使用它时，与使用任何符合电路一样，应当了解时检电路的定时方式，对符合输入端(J_3)的信号有何要求。AD8192是在信号峰值时刻产生宽度约为0.5μs的信号加到符合电路的一个输入端（图11-2-2中未画出)。加到J_3的符合信号只有出现在J_1信号峰值之后0.5μs内才能符合。AD8192中的延迟符合，是在J_1输入端的信号峰值之后再延迟一定时间(0.5—10.5μs，可调)，产生约0.5μs宽的信号与J_3信号进行符合。

11.3.8 零点和变换系数校正

一般模数变换器的面板上都有进行零点校正的电位器，以便使用者在进行能量刻度时

校正零点。关于零点的测量方法见下节。

模数变换器的变换系数一般不由使用者校正，因为使用者可以改变放大器的增益来得到整个谱仪系统的合适增益。对于线性放电法模数变换器，校正变换系数一般是调节线性放电电流，调节元件通常装在印刷电路板上。

某些模数变换器还有用外加信号电平控制零点和变换系数的。控制端和稳谱器连接后可以自动调节整个谱仪系统的零点和增益。

第四节　谱仪模数变换器技术指标的测量方法

在前几节，已陆续讲到过模数变换器的各项技术指标及其物理意义。在这一节里，我们用数学表示式对这些技术指标下一明确定义。这些定义基本上符合国际电工委员会(IEC)的有关文件[1]。这些技术指标的测量方法，IEC也有一些规定或建议。目前各国的生产厂，大都习用自己的测量方法。下面主要讲我国生产厂常用的方法。在核物理实验室工作中，还常用物理方法直接测量，这将在有关核物理实验的课程中学到。用物理方法对电子仪器的性能进行测定时，测的是整个系统的性能，符合实际情况。用电子学方法则便于对系统中各个电子设备进行分别测定。

11.4.1　幅度响应的测量

幅度响应是模数变化器的基本特性。测定幅度响应可以求出积分非线性、零点和变换系数。在改变环境条件后测量幅度响应，可以求出上述指标的稳定性。

在模数变换器与电子计算机联用时，测定幅度响应后可由计算机对幅度响应进行曲线拟合，求出拟合曲线的各个系数，对道址进行幅度刻度。在这种情况下，可以不要求模数变换器有非常好的积分线性。但是，同样要求模数变换器的幅度响应有很好的稳定性，免除进行稳定性校正的麻烦。所以，测定幅度响应及其稳定性总是需要的。当然，实际的谱仪系统是测定包括探测器、放大器在内的整个系统的能量响应并进行能量刻度。如果模数变换器的幅度响应很稳定而且线性很好，就可不考虑模数变换器对整个系统的稳定性和线性的影响。

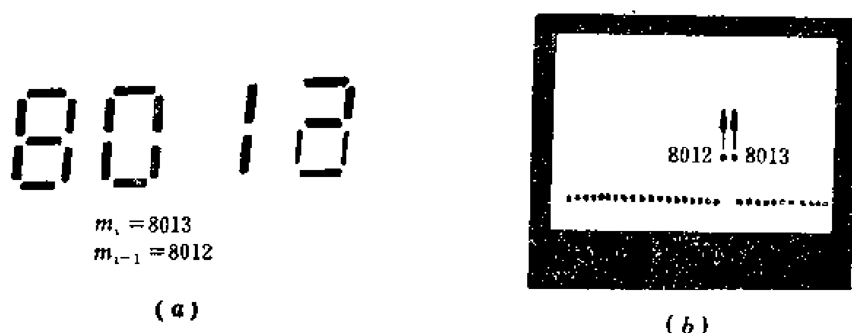
要测量幅度响应，关键是要精确而简便地测定幅度A和道址m。其它一些技术指标，例如计数率特性，都离不开要精确测定A和m的对应关系，所以测定A和m是最基本的测量技术，通常有两种测法：

（1）　以道址m为自变量测定对应的信号幅度A(道边界法)　由图 11-1-2 的幅度响应可知，对于某一给定m_i，A_i可以有一个道宽大小的不确定性。测量误差不会小于一个道宽。比较精确一些的办法是测定某道的一个边界所对应的输入信号幅度。由图 11-1-2 可知，当我们以各道下边界作为该道道址m_i所对应的A_i时，测得的数据点就是模数变换特性$m=f(A)$的包迹。如何寻找到给定道的下边界呢？在图11-2-5分析道边界时我们曾指出，实际道边界是有一定涨落的。如果把信号幅度调到正好处于第m_i道下边界的平均位置上，

---

[1] IEC *publication* 578(1977).
IEC *publication* 659(1979).

时此信号进入第(m_i-1)道和第m_i道的概率相等。当输入等幅脉冲序列时，可以看到模数变换器输出的地址码，大致有一半为(m_i-1)，一半为m_i。如果用一个道地址指示器将道址显示出来，将可以看到道址m_i和(m_i-1)的最低位以同样的亮度出现。例如m_i=8013时，道址指示器将有一半时间显示的是8013，一半时间显示的是8012。如图11-4-1(a)所示，我们看到的道址高三位是801，最低位是2和3的重合。我们可以把8013和8012最低位2，3两数亮度相等时作为8013道的下边界。这种确定道边界的方法，读数迅速，不需与多道分析器主机或计算机联用，但需要有一个能显示道址的专用设备。另一个办法是从多道分析器的谱形显示器上确定道边界。如图11-4-1(b)所示，当信号幅度正落在第8012和8013道边界上时，这两道的光点将以同样速度上升。当信号幅度稍偏向某一道，这一道的计数就比另一道的计数增加得快。所以我们可以通过相邻两道的计数以同样速度上升来寻找道边界。这种办法比从道址显示器判断更灵敏，但必需用多道分析器进行。



(a) (b)

图11-4-1 确定道边界位置的方法
(a) 用七段数字管显示道址时 (b) 用谱形显示器显示道址时

当道轮廓的平顶部分占道宽的50%以上时，上述两种确定道边界的方法误差都可比道宽小一量级。对于L道的模数变换器，所定道边界的误差和LH相比可小于$0.1/L$。L=8192时，误差可小到10^{-5}量级。

在找到了第m_i道的下边界后，还需读出此时的信号幅度A_i。如图11-4-2所示，精密信号发生器的输出信号幅度，可以用数字电压表测定其参考电压V_R来间接测出。数字电压表位数应够多，精确度应够高。一般用电子斩波器做的精密脉冲发生器，其输出信号幅度和参考电压间的积分非线性约为10^{-5}量级(负载电阻大于10^3欧时)。所以这种测量模数变换器幅度响应的方法，精度可以达到10^{-5}量级。

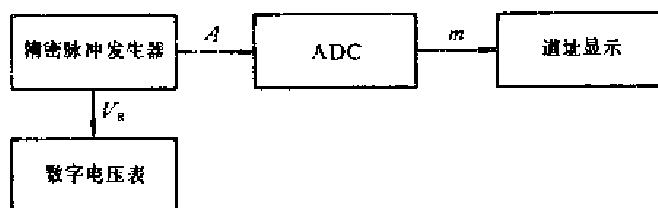


图11-4-2 以道址为自变量测定对应的信号幅度

应当指出，在这样测量幅度响应时，所用的精密脉冲发生器应当是稳定而又低噪声的。其幅度晃动应比道宽小一量级。另外，信号的波形（上升时间、平顶宽度和下降时间）必须满足产品说明书上的规定。例如平顶宽度太窄的信号，可能来不及使展宽器中的保持电容充电到峰值。一般模数变换器要求信号平顶宽度大于零点几微秒，小于几十微秒。信号的重复频率以几十赫到几百赫为好，太高了信号发生器的参考电平可能随幅度调节而变。

（2） 以信号幅度A为自变量测定对应的道址m(峰位法) 用道边界法测模数变换器的幅度响应时，如果没有专门的道址数码显示器，就需在显示存储器各道计数的荧光屏上观察。这对于全用硬件做的显示系统是可行的。由模数变换器和电子计算机组成的计算机多道分析器(第十四章)，由于计算机更换显示画面要执行一系列程序，费时较多，难以对比相邻两道计数是否等速增长。在这种情况下，适于以A为自变量而测定m。但这要解决精确测定m_i的问题。对同一m_i，A_i可能相差一个道宽。为此，如图11-4-3所示，可在精密脉冲信号A_i上迭加一定幅度的白噪声A_N，信号的计数将进入相邻若干道中而形成一个峰(图11-4-4(a))，图中所画的峰表明A_i所对应的道址在m_k和m_k+1之间。如果A_i稍有变化，即可从峰位移动判断出来。为简化计算，可以不对峰函数进行拟合而定出峰位，仅以将峰划分为左右面积相等的直线来定峰位。设峰位道址为m_p，m_p的求法如下：将图11-4-4(a)的峰积分，得图11-4-4(b)。总计数为S_T，在图11-4-4(b)中作横线$\frac{1}{2}S_T$，令相邻最近的低道址为m_k，最近的高道址为m_k+1，积分到m_k的计数为S_k，积分到m_k+1的计数为S_{k+1}，则有$S_k<\frac{1}{2}S_T<S_{k+1}$。$S_{k+1}-S_k=n_{k+1}$，$n_{k+1}$是图11-4-4(a)中第$m_{k+1}$道的计数。利用线性内插法，可得峰位道址为

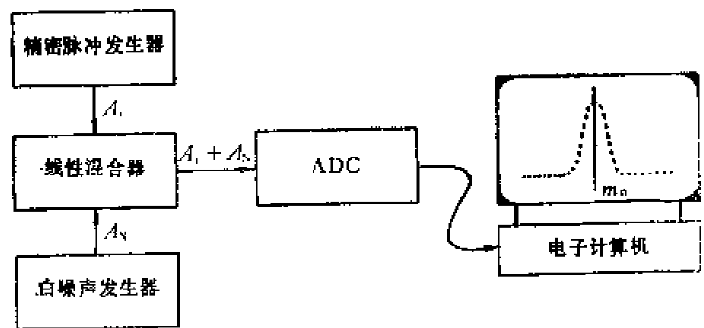


图11-4-3 以信号幅度为自变量测定对应的道址（白噪声峰位法）

$$m_p=m_k+\frac{\frac{1}{2}S_T-S_k}{n_{k+1}} \qquad (11.4.1)$$

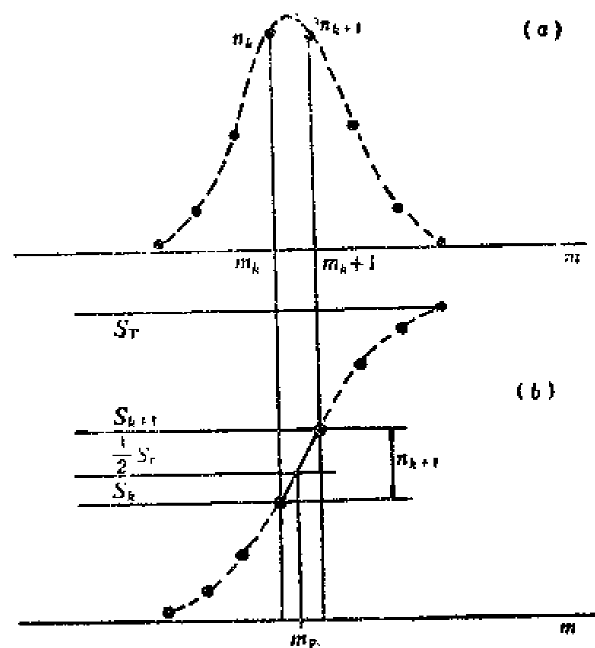


图11-4-4 白噪声峰位法测量幅度响应时的峰位道址
(a) 白噪声迭加在信号上产生的计数分布
(b) 确定峰位道址的图解

测量时宜取峰的半高宽为3—10道。峰太窄时内插法误差较大；峰太宽时噪声幅度太大，会影响模数变换器的响应。各道计数需足够高，以免统计误差过大。所用的白噪声发生器和线性混合器需十分稳定。一般情况下，白噪声峰位法和道边界法的测量精度相近。

实际上，不用白噪声而用能产生峰形状幅度分布的低频信号和精密幅度脉冲迭加，也可进行峰位法测量，而且统计误差较小。

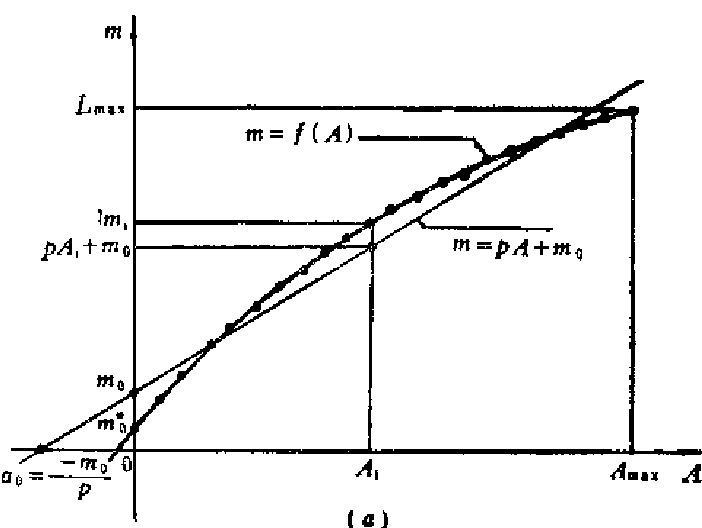
11.4.2 幅度响应的零点、变换系数和积分非线性

测定幅度响应后，应当用最小二乘法进行曲线拟合，求出拟合曲线的各个系数。由于实际幅度响应接近直线，用二次多项式进行拟合就可以了。设拟合的幅度响应曲线为

$$m=qA^2+p^*A+m_0^* \tag{11.4.2}$$

则上式中m_0^*为幅度响应零点，p^*为线性项系数，q的数值决定积分非线性的大小。对于计算机多道分析器，由于能进行线性刻度（按11.4.2式进行），可以不要求模数变换器的幅度响应曲线q值很小，只要求q、p^*和m_0^*稳定。对于一般多道分析器，由于缺少求出拟合曲线和进行刻度的功能，就要求q尽可能小而且p^*、m_0^*稳定。

为了避免进行二次多项式拟合的麻烦，目前习惯上对幅度响应进行直线拟合，求出零点和变换系数，然后由实测幅度响应和拟合直线的最大偏差给出积分非线性指标。



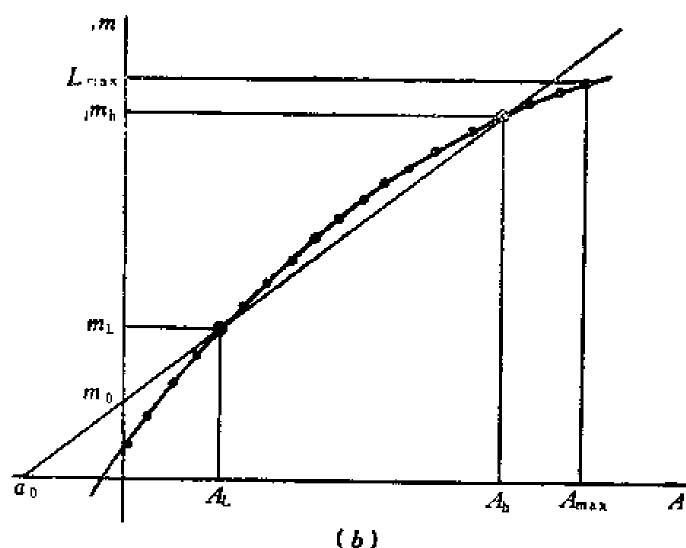


图11-4-5 实测幅度响应$m=f(A)$与拟合直线$m=pA+m_0$
(a) 最小二乘法求拟合直线 (b) 两点法求拟合直线

设实测幅度响应如图11-4-5所示，由最小二乘法[(4.2.2a)式、(4.2.2b)式]可求出最佳拟合直线

$$m=pA+m_0 \quad 或 \quad A=\frac{m}{p}+a_0$$

m_0为拟合直线道址零点，a_0为拟合直线幅度零点，p为变换系数（图11-4-5(a)）。在实测数据有N对（A_i、m_i）时

$$p=\frac{N\sum m_iA_i-\sum A_i\sum m_i}{N\sum A_i^2-(\sum A_i)^2} \tag{11.4.3}$$

$$m_0=\frac{1}{N}(\sum m_i-p\sum A_i) \tag{11.4.4}$$

$$a_0=\frac{-m_0}{p}=\frac{1}{N}\left(\sum A_i-\frac{1}{p}\sum m_i\right) \tag{11.4.5}$$

按积分非线性的定义(4.2.4)式，积分非线性为

$$\text{INL}=\frac{\pm|m_i-(pA_i+m_0)|_{max}}{L_{max}}\cdot 100\% \tag{11.4.6}$$

或

$$\text{INL}=\frac{\pm\left|A_i-\left(\frac{m_i}{p}+a_0\right)\right|_{max}}{A_{max}}\cdot 100\% \tag{11.4.7}$$

上述计算过程可以排一个简单程序用计算机进行计算。为了简便，实际上常采用近似方法来求拟合直线。计算表明，如果幅度响应可用二次多项式表示，则其拟合直线大致通过$0.2L_{max}$和$0.8L_{max}$两点附近。所以可以简单的用过此两点的直线作为近似拟合直线，此两点的坐标分别为（A_L，M_L）和（A_h，m_h），如图11-4-5(b)。由两点法直线拟合得到的变换系数和零点表示式为[1)]

$$p=\frac{m_h-m_L}{A_h-A_L} \tag{11.4.8}$$

$$m_0=m_L-pA_L=\frac{A_hm_L-A_Lm_h}{A_h-A_L} \tag{11.4.9}$$

$$a_0=\frac{-m_0}{p}=\frac{A_Lm_h-A_hm_L}{m_h-m_L} \tag{11.4.10}$$

实际计算中p的数值应计算得比较精确，要比m_0、a_0多取几位有效数字。

模数变换器在使用时是作为核能谱测量系统的一个部件，核能谱测量系统的能量刻度，不仅决定于模数变换器的频率响应，而且决定于探测器能量-电荷转换系数，以及前置放大器和主放大器的增益。所以模数变换器的变换系数在能谱系统中一般不进行校正。至于能量刻度的零点，由于放大器中常常存在交流耦合，通常是在模数变换器中校正。

对幅度响应进行直线拟合时，模数变换器的零点定义为实测幅度响应的拟合直线截距。可由(11.4.4)式和(11.4.5)式求出，也可由（11.4.9)式、(11.4.10)式近似求出。但是这样来确定零点比较麻烦。有的使用者采取输入小信号来校正零点的办法。在测定变换系数后，例如1000道/伏，输入一个50mV的小信号。如果零点为零，此小信号应落在第50道的下边界上。否则，校正模数变换器的零点，使此50mV的信号恰落在第50道的下边界。应当注意，这样校正的是幅度响应的零点m_0^*，不是拟合直线的零点m_0。在对幅度响应进行曲线拟合时，或对整个谱仪系统进行能量曲线刻度时，适于校正m_0^*；对幅度响应进行直线拟合时，适于校正m_0。这两种方法定出的零点的差别程度，和幅度响应积分线性的好坏有关。对于8192道的模数变换器，如果积分非线性为±0.01%，这两种方法测出的零点可能只相差±0.8道。如果积分非线性是±0.1%，就可能相差±8道了。

*11.4.3 稳定性测量

模数变换器作为一个线性系统，输入量是A，输出量是m，变换系数（增益）是p，零点是m_0或$a_0=-m_0/p$，其稳定性定义和对谱形的影响与第四章4.2.3节的分析相同。由图4-2-3可知，零点的不稳定引起谱形沿道址轴平移，变换系数的不稳定引起谱形沿道址轴伸缩。通常低道址的峰位不稳定主要由零点不稳定引起，高道址的峰位不稳定主要由变换系数的不稳定引起。例如，在总道数$L_{max}=8192$，道宽$H=1$mV时，如零点变化0.2mV，变换系数变化0.01%，则100道处峰位变化为0.2+0.01≈0.2道，8000道处的峰位变化为0.2+0.8=1道。

如第四章第二节已经说明的那样，按引起不稳定的因素来分，有几项不同的稳定性指标。对于模数变换器，其测试方法如下：

1) 国际电工委员会1979年第659号文件建议近似拟合直线过$0.1L_{max}$和$0.9L_{max}$两点，未给出理由，但变换系数和零点表示式同此式一样。

1. **温度变化时的稳定性**

置模数变换器于20±2°C的通风温箱内，接通电源，使电源电压保持NIM标准（附录三），并按产品说明书规定的时间预热，测幅度响应，求出（11.4.2）式中的q、p^*和m_0^*。然后升温ΔT_1，按IEC标准升温到35±2°C。保持足够长时间直到读数稳定，再测幅度响应，得新值q_1、p_1^*和m_{01}^*。然后从20±2°C降温ΔT_2，到10±2°C，再测幅度响应，得降温时的q_2、p_2^*和m_{02}^*。则

$$p^*\text{的温度系数为}\pm\frac{|p_i^*-p^*|_{max}}{p^*\Delta T_i}100\% \tag{11.4.11}$$

$$m_0^*\text{的温度系数为}\pm\frac{|m_{0i}^*-m_0^*|_{max}}{\Delta T_i}100\% \tag{11.4.12}$$

$$q\text{的温度系数为}\pm\frac{|q_i-q|_{max}}{q\Delta T_i}100\% \tag{11.4.13}$$

其中$i=1$或2。

在对幅度响应进行直线拟合的情况下，可以只测p和m_0或a_0的稳定性。如果用两点法近似求拟合直线，由（11.4.8）式到（11.4.10）式，在测量p和m_0或a_0的稳定性时，只需测量（A_L、m_L）和（A_h、m_h）两点的数据变化，即可算出ΔT_i下的p_i、m_{0i}或a_{0i}。则

$$p\text{的温度系数为}\pm\frac{|p_i-p|_{max}}{p\Delta T_i}100\% \tag{11.4.14}$$

$$m_0\text{的温度系数为}\pm\frac{|m_{0i}-m_0|_{max}}{\Delta T_i} \tag{11.4.15}$$

$$a_0\text{的温度系数为}\pm\frac{|a_{0i}-a_0|_{max}}{\Delta T_i} \tag{11.4.16}$$

由于给出m_0稳定性时还需给出道宽数值才好比较，所以零点稳定性都以a_0稳定性为技术指标，其单位常用μV/℃。

以下叙述稳定性测量方法时只讲测量p和a_0的稳定性。需要测q、p^*和m_0^*稳定性时，方法相同。

2. **电源电压变化时的稳定性**

模数变换器的直流电源电压变化时，会使零点和变换系数发生变化。但是，电网电压变化时会使电源的输出直流电压变化多少，决定于直流电源的质量。所以电网电压变化时的稳定性要在用合格的电源供电时测定。现在生产的模数变换器大都采用NIM标准或CAMAC标准，所以供电电源本身的稳定性要满足NIM或CAMAC技术标准。然后再测量电网电压变化时零点和变换系数的稳定性。对于组装在多道分析器中的模数变换器，与多道分析器整体一起测量，作为多道分析器的整体技术指标。测量时，保持环境温度为20±5℃，先在电网电压为正常值时预热，经过预热时间（产品说明书规定的），测定p和a_0。再分别使电网电压变化+10%和−10%。待读数稳定后分别测出升压时的p_1、a_{01}和降压时的p_2、a_{02}，都以p_i、$a_{0i}(i=1, 2)$表示，则电网电压变化时的变换系数变化为

$$\frac{\pm|p_i-p|_{max}}{p}\times100\% \tag{11.4.17}$$

电网电压变化时的零点变化为

$$\pm|a_{0i}-a_0|_{max} \tag{11.4.18}$$

3. 长时间工作的稳定性

指在环境温度恒定（20±5℃）、电网电压恒定（±2%）和电网频率恒定（±1%）时，模数变换器长时间工作（8小时、24小时）的零点和变换系数的稳定性。测量时，模数变换器和测量仪器先经过预热时间，然后在全部测量时间内测n次($n\geqslant10$)，每次间隔相等。则零点的长期稳定性为

$$\pm\left|a_{0i}-\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}a_{0i}\right|_{max} \tag{11.4.19}$$

变换系数的长期稳定性为

$$\pm\frac{\left|p_i-\frac{1}{n}\sum\limits_{i=1}^{n}p_i\right|_{max}}{\frac{1}{n}\sum\limits_{i=1}^{n}p_i}\times100\% \tag{11.4.20}$$

实际上，许多产品习惯用多少小时峰位漂移不超过一道（$H=H_{min}$）来表示长期稳定性。通常以某一高道址（A_h、m_h）进行测量，每次只测一点，比较方便。在每次测量保持m_h不变时，要求

$$\left|(A_h)_i-\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(A_h)_i\right|_{max}\leqslant H_{min} \tag{11.4.21}$$

在每次测量保持V_h不变时，要求

$$\left|(m_h)_i-\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(m_h)_i\right|_{max}\leqslant1 \tag{11.4.22}$$

应当指出，在测量稳定性时，测试信号本身的稳定性要好于所测稳定性几倍。通常使用精密脉冲发生器并用高位数数字电压表检测其参考电压。使用时测试仪器要经过预热和恒压供电，每次测量要进行校正。

11.4.4 微分非线性的测量

1. 用周期性滑移脉冲测微分非线性

微分非线性的测量就是道宽一致性的测量。

前面已经讲过，模数变换器的道边界是围绕某一平均值涨落的。在采用道宽均匀技术的模数变换器里，某一道的有效道宽还是许多原始道宽的平均值。所以，在测量能谱时，模数变换器的道宽实际上是一个统计平均值。我们不可能用精密脉冲发生器分别测定二个相邻道边界来精确测定道宽，而必需在实际进行幅度分析时来测定道宽的统计平均值。因此，模数变换器的这一指标必需在和变换器联用的多道分析器或电子计算机中进行测量。

为了测定各道道宽是否一致，最好输入信号的幅度概率密度是常数，即信号的幅度谱是"白谱"。对于白谱信号，如果各道道宽一致，各道的计数应当相同。如果测量出来各道计数不相同，就反映出各道道宽不一致，就可算出其微分非线性的大小。

通常用“滑移脉冲发生器”来产生白谱信号，其工作原理已在第四章讲过。这里我们主要介绍如何利用滑移脉冲发生器来测量模数变换器的微分非线性。

滑移脉冲发生器能产生幅度直线增长的脉冲序列（见图4-3-4），单位幅度间隔内的信号数为（4.3.1)式

$$\frac{dN}{dV}=\frac{fT}{2V_0}$$

设第i道的道宽为h_i，则滑移脉冲系列每通过一次第i道，进入第i道的脉冲数目为

$$\Delta n_i=\frac{fT}{2V_0}h_i \tag{11.4.23}$$

滑移脉冲多次经历各道使各道计数逐渐增加，当经历各道的次数相同时，各道计数n_i将和各道道宽h_i成正比。我们就可以从各道计数的相对偏差确定各道道宽间的相对偏差。设测量范围共有L道，L道平均道宽为H，则

$$\frac{|h_i-H|_{max}}{H}=\frac{\left|n_i-\frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L}n_i\right|_{max}}{\frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L}n_i} \tag{11.4.24}$$

模数变换器的微分非线性定义为

$$DNL=\pm\frac{|h_i-H|_{max}}{H}\times100\% \tag{11.4.25}$$

即

$$DNL=\pm\frac{|n_i-\bar{n}|_{max}}{\bar{n}}\times100\% \tag{11.4.26}$$

其中 $\bar{n}=\frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L}n_i$。

但是，应当注意到，实际道宽存在统计涨落将使各道计数出现统计涨落（图11-2-6），在n_i太小时无法测定各道本身的道宽h_i。因此，n_i需足够大。实践表明，即使用等周期滑移脉冲来测，h_i要测到1%的精度，n_i也常需大于10^4；测到0.1%，n_i常需大于10^6。由此可知，在道数多时，要每道计数累计到10^4—10^6，测量时间是需要很长的。例如，对于8192道的模数变换器，如用脉冲重复频率$f=10$kc/s的滑移脉冲测量，在各道平均计数$\bar{n}$为10^4时，需时间二个多小时。如$\bar{n}$达到10^6，需时近十天！提高滑移脉冲重复频率可以缩短测量时间，但受模数变换器变换速度的限制。所以高道数模数变换器通常是在部份道址范围内抽样测量。

2. 其它测定微分非线性的方法

模数变换器的微分非线性用周期滑移脉冲来测量时，道宽偏差对实际测谱时各道计数的影响需间接推算。为了更直接一些测定这个影响程度，可以用随机滑移脉冲来测定。随机滑移脉冲和周期滑移脉冲的区别在于斜波包迹下的脉冲序列不是周期的，而是随机分布的，基本上服从泊松分布。在各道平均计数为$\bar{n}$时，如果道宽均匀、恒定，各道计数的相

对标准偏差为$\pm 1/\sqrt{\bar{n}}$。如果实测出各道计数相对标准偏差σ_n大于$1/\sqrt{\bar{n}}$，大出的部分也就是道宽不均匀和道宽涨落的贡献，也就是微分非线性的贡献。图11-4-6是AD8192的微分非线性（部分）测量结果（使用随机滑移脉冲测量）。由图可知，在各道平均计数$\bar{n}=10^6$时，所测数据带宽度（以$\pm 3\sigma_n$计）约为$\pm 0.3\%$，σ_n近于0.1%，和辐射计数本身的相对标准误差$1/\sqrt{\bar{n}}=0.1\%$相近，说明AD8192本身的微分非线性很小，在所测区域内不超过$\pm 0.1\%$。

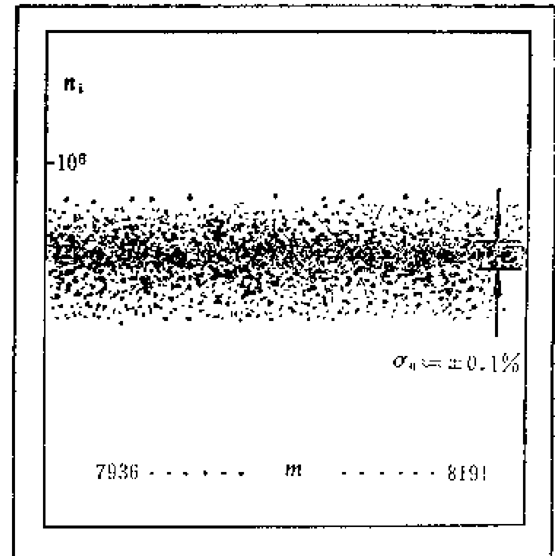


图11-4-6　AD8192模数变换器高道址段微分非线性测量结果

用随机滑移脉冲来测微分非线性比用周期滑移脉冲接近实际，但仍和实际的放射源信号不同，因为随机滑移脉冲的幅度仍是按包迹斜率连续变化的，不是随机的。当测量系统中存在某些和斜波周期同步的干扰时，将使某些道的计数固定地偏高或偏低，出现周期性起伏的图象[1]。而这种干扰在实际分析放射源的随机信号时，将得到统计平均，可能增大道宽的随机涨落而不会在各道计数间产生这种规律性图象。所以，有的生产厂直接给出一个实测核辐射谱来表示微分线性的好坏。判断的标准仍是看各道计数的相对标准偏差σ_n是否比$1/\sqrt{\bar{n}}$大很多。由于实际核辐射谱不象白谱那样平直，峰谷计数变化很大，所以常用γ射线的康普顿峰和反散射峰间那一段较平直的谱来测。图11-4-7是测量结果示意图。(a)的纵坐标满度计数为2^{20}，(b)为2^{17}；(c)为2^{14}。平均计数$\bar{n}$约为2.7×10^5。数据带宽度约3400，以$\pm 3\sigma_n$估计，σ_n约为567，$\sigma_n/\bar{n}$约为0.21%。而辐射计数为2.7×10^5时的相对标准误差应为0.19%，现测出为0.21%，可知模数变换器微分非线性的影响不大。如以$[(0.21)^2-(0.19)^2]^{1/2}\%=0.09\%$来估算微分非线性，微分非线性在$10^{-3}$量级。

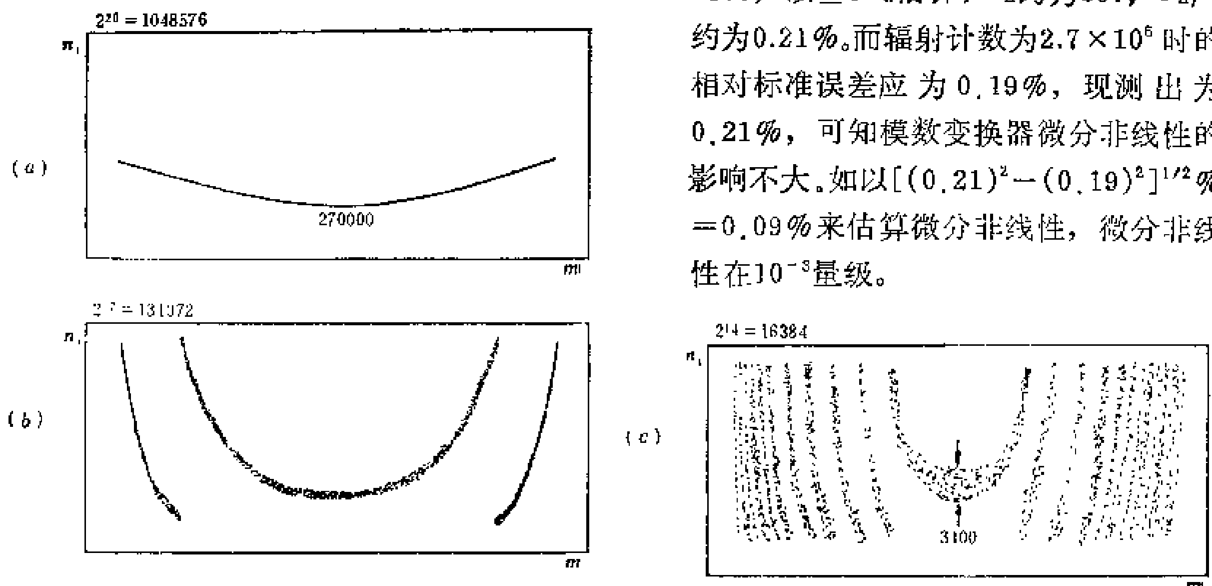


图11-4-7　用闪烁探测器测γ射线的康普顿谱来检验模数变换器的微分非线性

1）这一现象同样出现在用周期滑移脉冲信号来测量微分非线性时，因而在测量技术上要设法避免。

从实测能谱来估计微分非线性，是物理工作者最方便的办法。虽然由于所测谱不是白谱，谱形弯曲，不易于对全部道址范围进行测定，但符合实际条件，而且不必使用专门的电子仪器。

*11.4.5 计数率特性的测量

对于测量能谱的放大器，在计数率高时，由于信号的堆积和基线漂移，会使所测谱的峰位移动和分辨率变坏。模数变换器由于大都采用直流耦合，它本身对峰位和分辨率的影响不大。在实际的谱仪系统中，要研究的主要是放大器的计数率特性问题。如果要测定模数变换器的计数率特性，就要求接在它前面的信号处理系统有比它更好的计数率特性，这通常是做不到的。

图11-4-8的框图是使放大器工作在固定频率下，依靠分频器和线性门来得到计数率可调的幅度分布恒定的信号，用来测量模数变换器的计数率特性。在图11-4-8中，线性门全是直流耦合，其传输系数不随开门计数率而变。分频系数K可调。

一个代替办法是用脉冲发生器来测量。改变信号频率，例如10^3，10^4、10^5c/s，测定模数变换器峰位变化。但这要求脉冲信号发生器在改变重复频率时，幅度能保持不变，这需要用专门的设备来鉴定。

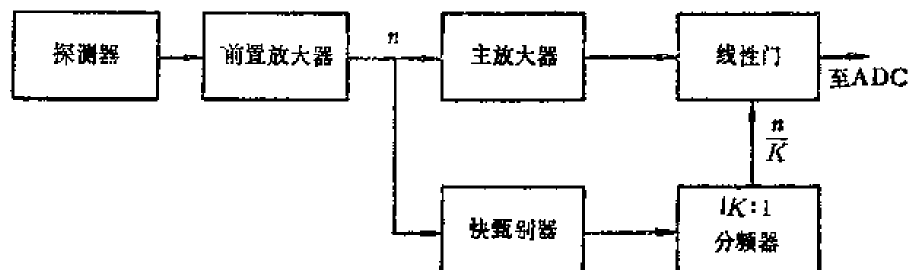


图11-4-8 测量模数变换器计数率特性的一种方法。n:信号计数率，k:分频器的分频系数

计数率特性以高计数率时的峰位m_p'、分辨率R'和低计数率时的峰位m_p、分辨率R的差别来衡量。两者的差别允许多大，高、低计数率各取多少，由产品说明书规定。

$$峰位变化 = m_p' - m_p \tag{11.4.27}$$

$$分辨率变化 = \sqrt{(\overline{R'})^2 - (\overline{R})^2} \tag{11.4.28}$$

第三部分　数据获取和数据处理

第十二章　计　数　设　备

在核物理的数据获取工作中，最简单的就是用计数设备测量某一类信号的计数率。例如，测量幅度大于预定甄别阈的信号计数率，测量在时间上符合的信号计数率等等。定标器和计数率计是常用的计数设备。定标器用来测量在一定时间间隔内的输入脉冲数，计数率计则直接指示计数率——单位时间内的平均输入脉冲数。

第一节　定　标　器

12.1.1　定标器的工作原理

定标器的原理框图如图12-1-1所示[1]。其中的计数电路和计时电路一般由十进计数器组成。低、中速计数器大都采用MOS或TTL集成电路，高速计数器大都采用ECL电路。

定标器的输入部分通常设有极性开关S_1、缓冲级B和脉冲幅度甄别器D。缓冲级起隔离作用，极性开关控制接受正极性或负极性信号，甄别器用来选取幅度大于一定数值（甄别阈）的信号，并把它们成形为适于触发计数电路的脉冲。计数电路的容量多数为10^6-1。

甄别器D的输出脉冲加到计数电路以前，由计数门G_1进行控制，仅在G_1开放时才进行计数。G_1受RS触发器控制，一般有四种计数方式：

1.　**手动起停**

计数开关S_5置“不预定”，也不加外控信号。由手动按钮S_6和S_7控制计数的开始和停

图12-1-1　定标器原理框图

1）定标器：Scaler，也称为计数器：Counter。

止。按下S_6，RS触发器置1，G_1开放，计数开始。按下S_7，RS触发器置0，计数停止。

2. **外控起停**

S_5置“不预定”，由外加控制信号控制计数的开始和停止。

3. **定时计数**

S_5置“定时”。按下S_6或由外控起动信号使计数开始。计数开始时，同时开放计时门G_2，由石英时钟产生的时钟脉冲进入计时电路进行计时。计时电路的各位译码输出端由“预定时间”开关S_4选择，当达到额定计时时间时，S_4输出低电平通过非或门G_3使RS触发器置0，停止计数。由开关S_2可以选择计时单位是分还是秒。最大定时时间（由S_4选择）一般为10^4分或10^4秒。石英时钟的稳定度在0℃到50℃范围内一般好于±0.01%。

4. **定数计时**

S_5置“定数”。手动按下S_6或由外控起动信号使计数、计时同时开始。但是，计时的停止由“预定计数”开关S_3决定。在此计数方式中，显示器不显示计数而显示计时。计时停止后可由显示器上读出计满预定计数所花的时间。定数计时得到的读数和信号计数率成反比，不如定时计数直观。但定数计时可以预定每次测量所需的统计精度。

3、4两种工作方式一般都可以循环多次测量（图中未画出有关电路），每次测量后有一定等待时间，以便使用者抄录数据或打印输出。这两种工作方式也都可以通过手动或外控中途停止测量。不同厂家生产的定标器，各种开关的名称和组合方式各有不同，图12-1-1是一般原理图。

除了图12-1-1的普通定标器外，还有一些具有独特功能的定标器。

可逆定标器可以进行加法计数，也可以进行减法计数。或者一个输入端进行加法计数，另一个输入端进行减法计数，记录下的计数是两输入端的计数差。

预置定标器[1]可以在计数达到预定值时给出信号，用以控制其它仪器设备。为了通用性好，一般附有主-从(Master-Slave)开关。在“主”位，控制其它设备；在“从”位，被控制，作为外控定标器。有的预置定标器只用于控制其它设备，只有置入预定计数的开关，本身没有显示器，称为盲预置定标器[2]。

差值定标器可以显示被测计数和预定计数之间的差值（包括符号位）。

由于集成电路的发展，现在常在一个NIM插件中包括多个定标器，共用一个显示器。集成度高的CAMAC插件，一个插件可以包括4路、8路……定标器，面板上无显示器，测量结果通过CAMAC机箱总线送到数据处理系统。

12.1.2 定标器的计数损失

定标器是用来记录脉冲数目的，主要技术指标就是最高计数频率f_{max}或分辨时间τ。前者指在不引起计数损失的条件下能记录的周期信号最高频率。后者指用一对一对的双脉冲测量时，能分辨此两脉冲而不致把第二个脉冲丢失掉的最小脉冲间隔，又称为双脉冲分

1) 预置定标器：Preset scaler或Prescaler

2) 盲预置定标器：Blind prescaler

辨时间。在理想情况下，$f_{max}=1/\tau$。但是，在实际上，由于双稳态触发器的不对称性等原因，测量出来的 f_{max} 和 τ 不一定恰为倒数关系。所以有的产品同时给出 f_{max} 和 τ 两个指标。但一般情况下 $f_{max}\approx 1/\tau$。

为了计算计数损失，我们先分析只有一级计数单元的情况。在测量周期信号时，只要信号频率低于 f_{max}，就没有计数损失。在测量随机分布信号时，如果信号的计数率 $n=f_{max}$，计数损失将高达 50%。因为在分辨时间为 τ 时，每记录一个信号，在随后的 τ 时间内不能再记录输入信号，在信号分布服从泊松分布时，在 τ 内出现 m 个信号的概率为

$$P_m(n\tau)=\frac{(n\tau)^m}{m!}e^{-n\tau}$$

在 τ 内丢失的信号平均数为

$$\Delta N=\sum_{m=1}^{\infty} mP_m(n\tau)$$

$$=\sum_{m=1}^{\infty} m\frac{(n\tau)^m}{m!}e^{-n\tau}=n\tau \tag{12.1.1}$$

ΔN 就是每记录一个信号后丢失的信号数，相对计数损失为

$$L_c=\frac{\Delta N}{1+\Delta N}=\frac{n\tau}{1+n\tau} \tag{12.1.2}$$

可知，当 $n=1/\tau=f_{max}$ 时，$L_c=0.5$ 即 50%。由式(12.1.2)可以算出在给定 L_c 后，所允许的最高信号计数率 n_{max} 及其在 $L_c\ll 1$ 时的近似式

$$n_{max}=\frac{L_c}{1-L_c}\frac{1}{\tau}\approx\frac{L_c}{\tau} \tag{12.1.3}$$

或

$$n_{max}=\frac{L_c}{1-L_c}f_{max}\approx L_c f_{max} \tag{12.1.4}$$

可以看出定标器在记录随机信号时，如要求 $L_c<1\%$ 或 0.1%，最高计数率要比记录周期信号时的最高计数频率低两或三个量级。

对于定标器的第一级，就是上面分析的情况。对于第二级，情况要好一些，因为经过第一级后，信号分布已不再遵从泊松分布。为简单起见，在计算第一级的输出信号分布时，忽略第一级的计数损失。即假设第一级是进位比为 k_1 的理想计数器，分辨时间 $\tau_1=0$。这样，第一级输出 1 个信号后，在随后的 t 到 $t+dt$ 时间内再输出 1 个信号的概率 $P_1(t)dt$ 为

$$P_1(t)dt=\frac{(nt)^{k_1-1}}{(k_1-1)!}e^{-nt}\,ndt \tag{12.1.5}$$

其中 $\frac{(nt)^{k_1-1}}{(k_1-1)!}e^{-nt}$ 为在 t 内第一级输入 k_1-1 个信号的概率，ndt 为 t 之后 dt 内第一级输入 1 个信号的概率（图12-1-2）。这就是第一级输出信号间隔等于 t 到 $t+dt$ 的概率。$P_1(t)$ 为间隔 t 的概率密度函数。在画出 $P_1(t)$ 的形状之前，先进行归一化整理，t 改用归一化变量 $x=nt/k_1$，则上式为

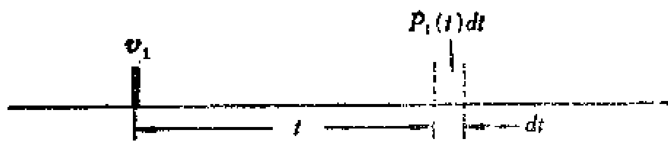


图12-1-2　定标器第一级输出1个信号 v_1 后，在 t 到 $t+dt$ 内再输出1个信号的概率

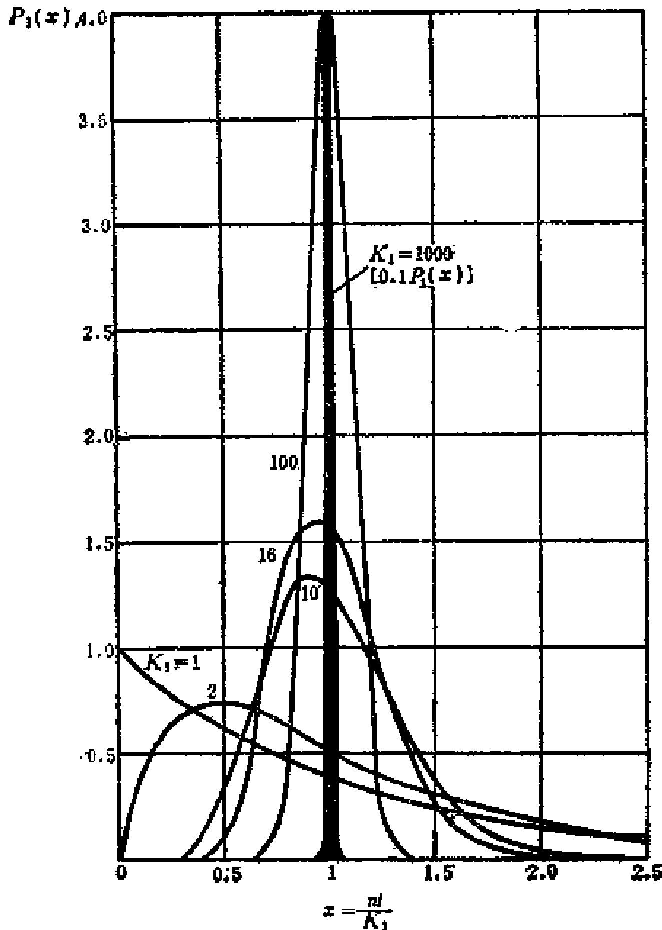


图12-1-3　泊松分布的信号经过进位比为 k_1 的理想计数电路后，输出信号间隔的概率密度

$$P_1(x)dx = k_1\frac{(k_1x)^{k_1-1}}{(k_1-1)!}e^{-k_1x}dx \tag{12.1.6}$$

概率密度为

$$P_1(x) = k_1\frac{(k_1x)^{k_1-1}}{(k_1-1)!}e^{-k_1x} \tag{12.1.7}$$

在图12-1-3上画出了 k_1 为几种不同数值时第一级输出信号归一化间隔 x 的概率密度。$k_1=1$ 时就是第一级输入信号的情况，即信号符合泊松分布时的间隔概率密度。由图可知，当 k_1 增大时，信号间隔越来越集中分布在 $x=1$ 附近。即 $t=k_1/n$ 附近。这一点的物理概念是不难理解的。因为第一级输出信号的间隔是 k_1 个输入信号间隔之和，k_1 的随机量的平均值的涨落可小到单个随机量涨落的 $1/\sqrt{k_1}$。

(12.1.7)式右边除去第一个因子 k_1 外，是泊松分布表示式。在 k_1 很大时，泊松分布可表示为高斯分布，(12.1.7)式可改写为

$$P_1(x) = k_1\frac{1}{\sqrt{2\pi k_1}}e^{-\frac{[k_1(x-1)]^2}{2k_1}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\frac{1}{k_1}\right)}}e^{-\frac{(x-1)^2}{2\left(\frac{1}{k_1}\right)}} \tag{12.1.8}$$

标准偏差 $\sigma_x=1/\sqrt{k_1}$。例如，在 $k_1=100$ 时，相对标准偏差 $\sigma_x/\bar{x}=\sigma_x=10\%$；在 $k_1=10000$ 时，相对标准偏差仅为1%。也就是说，泊松分布的随机信号，经过进位比足够大的计数电路后，成为高斯分布，在 k_1 很大时接近于周期分布。

$$P_1(x) = k_1\frac{(k_1x)^{k_1-1}}{(k_1-1)!}e^{-k_1x}$$

$$x=\frac{nt}{k_1}$$

这样，在设计定标器第二级、第三级……时，如果要求这些级的计数损失小于1%或0.1%，这些级可工作的最高计数率就不必比它的最高计数频率低两或三个量级。对于最后面的几级，可以接近相等。例如，在要求整个定标器的最高计数率 $n_{max}=10^5$/秒时，如要求各级计数损失小于1%，第一级十进制计数器需 $f_{1max}\geqslant 10^7$Hz，而第五级十进制计

数器的 $f_{\ell\,max}$ 稍大于 10Hz 就可以了（图12-1-4(a)）。因为输入到第五级的信号间隔已很均匀，比平均间隔小 3%或小得更多的只占 0.15%（图 12-1-3，12.1.8 式）。所以，上例在$f_{5\,max}=10.3$Hz时，第五级计数损失小于0.15%。当然，在 $f_{5\,max}$正好为10Hz时，计数损失将有50%，所以f_{max}稍大于10Hz是必须的。

但是，实际生产的定标器并不采用上述设计方法。因为这种设计方法对于通用定标器不合理。上述定标器如用来测量周期性信号，第一级可以接受 10^7Hz的输入信号，后面几级就不够快了。为了发挥第一级的高速性能，后面第 i 级应按下式设计

$$f_{i\,max} \geqslant \frac{f_{1\,max}}{\prod_{j=1}^{i-1} K_j} \tag{12.1.9}$$

或

$$\tau_i \leqslant \tau_1 \prod_{j=1}^{i-1} K_j \tag{12.1.10}$$

这样设计的通用定标器(图12-1-4(b))用来记录随机信号时，n_{max}仍只能达到10^5/秒($L_{c1}\leqslant$ 1.0%)。但是，除第一级外以后各级不会有计数损失。这是因为第一级输出信号的间隔不会小于第一级的分辨时间，按 12.1.10 式设计各级分辨时间后，以后各级将不再有计数损失（图12-1-4(c)）。

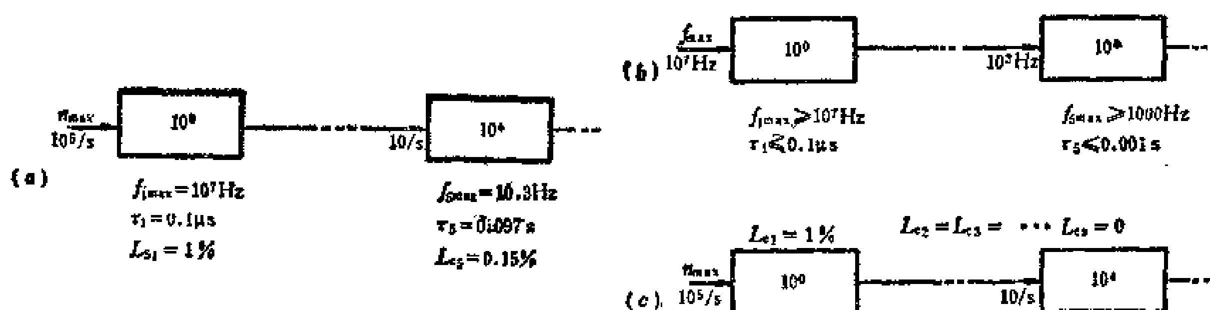


图12-1-4　定标器各级分辨时间及各级计数损失
(a)　按测量随机信号设计
(b)　按测量周期信号设计
(c)　按(b)设计而用于测量随机信号时的各级计数损失

第二节　计　数　率　计

计数率计又称率表[1]，能连续指示输入信号的计数率。上一节所叙述的定标器，在每次测量时间内记录下输入信号的计数，并在测量后显示这个计数。测量精确、性能稳定，但必须进行间歇测量。用模拟电路和指针式电表做成的计数率计，精度虽然不高（1%量级），可是线路简单，能连续指示，并适于直接驱动记录仪表和控制系统。本节主要叙述这种模拟式计数率计的原理和性能。

12.2.1　计数率计的基本原理

为了测量信号的计数率而不受信号幅度和时间参数的影响，需将每个信号成形为形

1）计数率计：Counting Rate Meter，又称率表：Ratemeter

状、幅度均恒定的电流脉冲 $i_1(t)$，每个脉冲的电荷量为 Q。在计数率为 n 时，图 12-2-1 中电流 I_2 的平均值为

$$\bar{I}_2 = nQ \tag{12.2.1}$$

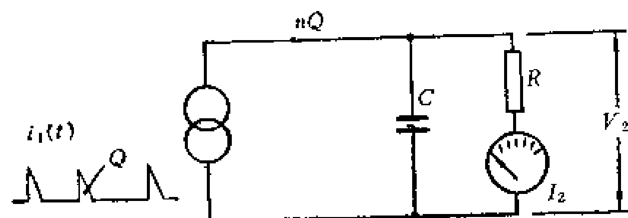


图12-2-1　计数率计原理电路

用指针式电表指示出这个电流，读数就正比于信号计数率 n。这个电流如果流过阻值为 R 的电阻，在 R 上产生的压降 V_2 的平均值

$$\bar{V}_2 = nQR \tag{12.2.2}$$

可见它也正比于计数率 n，可用电压表指示。由于信号在时间上的统计分布，I_2、V_2 将围绕平均值涨落，电表表针就围绕平均值摆动。为了减小这个涨落，在 R 上并联大容量电容 C。C 的存在不改变 I_2 和 V_2 的平均值 $\bar{I}_2$ 和 $\bar{V}_2$，只是减小 I_2 和 V_2 的统计涨落。这个涨落可以由坎贝尔定理（第二章第三节）求出。每一个输入信号 $i_1(t)$ 产生的输出电压 $v_2(t)$ 可以由图12-2-1电路的冲击响应 $h(t)$ 表示为

$$v_2(t) = h(t) * i_1(t)$$

在 $t \geqslant 0$ 时，
$$h(t) = \frac{1}{C} e^{-\frac{t}{RC}}$$

$t < 0$ 时，
$$h(t) = 0$$

当 $i_1(t)$ 的持续时间远小于 RC 时，可把 $i_1(t)$ 近似为冲击函数 $Q\delta_1(t)$，则

$$\begin{aligned} v_2(t) &\approx h(t) * Q\delta_1(t) \\ &= Qh(t) = \frac{Q}{C} e^{-\frac{t}{RC}} \end{aligned} \qquad (t \geqslant 0)$$

由坎贝尔定理，在信号的计数率为 n 时，V_2 的涨落的均方值为

$$\begin{aligned} \sigma_v^2 &= n\int_{-\infty}^{\infty} v_2^2(t)\,dt \\ &= nQ^2\int_{-\infty}^{\infty} h^2(t)\,dt \\ &= \frac{nQ^2}{C^2}\int_0^{\infty} e^{-\frac{2t}{RC}}dt = \frac{nQ^2 R}{2C} \end{aligned} \tag{12.2.3}$$

V_2 的相对涨落为

$$\frac{\sigma_v}{\bar{V}_2} = \frac{Q\sqrt{nR/(2C)}}{nQR} = \sqrt{\frac{1}{2RCn}} \tag{12.2.4}$$

这就是 V_2 的相对统计偏差。它相当于定标器在计数时间为 $2RC$ 时测得的计数($2RCn$)的相对统计偏差。所以，就统计精度而言，计数率计的有效计数时间是

$$T_{eff} = 2RC \tag{12.2.5}$$

计数率计的电表连续指示出信号计数率，似乎不像定标器那样需要一定的计数时间。实际上，计数率计还是要经过一定计数时间才能达到 $\bar{V}_2$ 的新值的。设计数率突然由 0 增加到 n，$\bar{V}_2$ 将按时间常数 RC 增长

$$\bar{V}_2 = nQR(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \tag{12.2.6}$$

在2RC的时间内，$\bar{V}_2$只能增长到稳定值nQR的86.5%。在3RC或5RC的时间内可达95%或99%。所以一般取(3—5)RC作为$\bar{V}_2$的读数建立时间T_{st}

$$T_{st}=(3—5)RC \tag{12.2.7}$$

由此可知，在统计精度相同时，计数率计的读数建立时间实际上比定标器测同样计数的时间还要长。但是计数率计可以及时指出计数率的变化趋势。在计数率变化不大时具有连续指示的优点。定标器在计数率变化不大时必须等待测量时间结束才能知道读数。

12.2.2 计数率计的基本电路

1. 二极管泵

模拟计数率计的原理已如上述。各种实际电路的差别主要在于$i_1(t)$的成形电路。最早是用两个二极管做的泵电路来产生$i_1(t)$(图12-2-2)。输入信号先成形为幅度恒为V_1、宽度$t_w \geq 5R_1C_1$的电压脉冲$v_1(t)$，这里R_1是信号源内阻与二极管正向电阻之和。在信号$v_1(t)$负向跳变到$-V_1$时，C_1经D_1充电，由于$t_w \geq 5R_1C_1$，C_1上的电压可达到信号幅度V_1（忽略二极管正向压降）。C_1上的充电电荷

$$Q_1=C_1V_1$$

在输入脉冲$v_1(t)$过去后，输入端电位为0，C_1经D_2、C放电。在$C \gg C_1$时[通常如此，参看(12.2.4)式和(12.2.9)式]，放电时间常数也为R_1C_1。为保证C_1放电到稳态，应有$T-t_w \gg 5R_1C_1$。这里T是输入脉冲的间隔时间。在C上有了电压$\bar{V}_2$后，C_1放电到稳态时C_1上尚有电压$\bar{V}_2$，所以在C_1放电过程中输给C的电荷为

$$Q=C_1(V_1-\bar{V}_2)$$

而由(12.2.2)式知，$\bar{V}_2=nQR$，所以

$$\bar{V}_2=\frac{nRC_1}{1+nRC_1}V_1 \tag{12.2.8}$$

这就是用二极管泵来产生$i_1(t)$时所得到的$\bar{V}_2$和n的关系式。显然，只有在$nRC_1 \ll 1$或$\bar{V}_2 \ll V_1$的条件下，$\bar{V}_2$才与n成正比，即

$$\bar{V}_2 \approx nRC_1V_1 \quad (当nRC_1 \ll 1) \tag{12.2.9}$$

或

$$\bar{I}_2 \approx nC_1V_1 \tag{12.2.10}$$

更换R和C_1可以更换测量n的量程。

2. 改进线性的方法

为了使计数率计有很好的线性，需$nRC_1 \ll 1$。但C_1太小灵敏度可能太低[见(12.2.10)式]。在n比较大时，C_1取100pF量级，n小时C_1有大到几十μF的。R太小统计涨落过大，因为C的实际可用数值不超过1000μF，否则体积过大，而且漏电也大。实际上多采用下述方法改善线性：

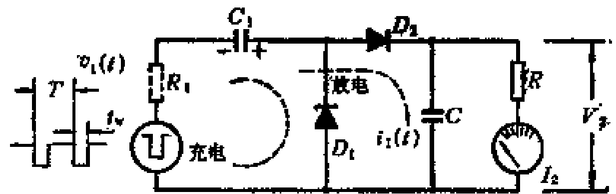


图12-2-2 二极管泵电路

(1) 利用运算放大器"放大"C，"减小"R 如图12-2-3(a)，对$i_1(t)$流入的电路来说，R"减小"K倍，C"放大"K倍。时间常数RC不变而D_2负极电位近于零（虚地）。

（2） 利用恒流源输出$i_1(t)$ 如图12-2-3(b)，C_1充电仍通过D_1，放电则通过T，T的集电极输出电阻很大，近似为恒流源，输出电流$i_1(t)$就基本上不受$\bar{V}_2$数值的影响。因为$\bar{V}_2=0$时T的集电极电位为零，所以T的基极电位置于正电位E，保证T工作在放大区。此电路C_1通过D_1充电所达到的电压为V_1+E，通过T放电所余电压为E，故由T集电极输出的每个电流脉冲的电荷为

$$Q=\alpha C_1(V_1+E-E)=\alpha C_1V_1\approx C_1V_1$$

与$\bar{V}_2$无关。式中α为T的共基极电流放大系数。这种电路的$\bar{V}_2$与n有比较好的线性关系：

$$\bar{V}_2=nQR=nC_1V_1R$$

（3） 利用自举电路使C_1充电电压增大$\bar{V}_2$ 如图 12-2-3(c)，C_1通过T充电所达到的电压为$V_1+\bar{V}_2$，通过D_2放电所余电压为$\bar{V}_2$（略去T的发射结压降和D_2的正向压降）。则每输入一个信号，通过D_2输到RC的电荷为

$$Q=C_1(V_1+\bar{V}_2-\bar{V}_2)=C_1V_1$$

与$\bar{V}_2$无关，$\bar{V}_2$与n有线性关系。

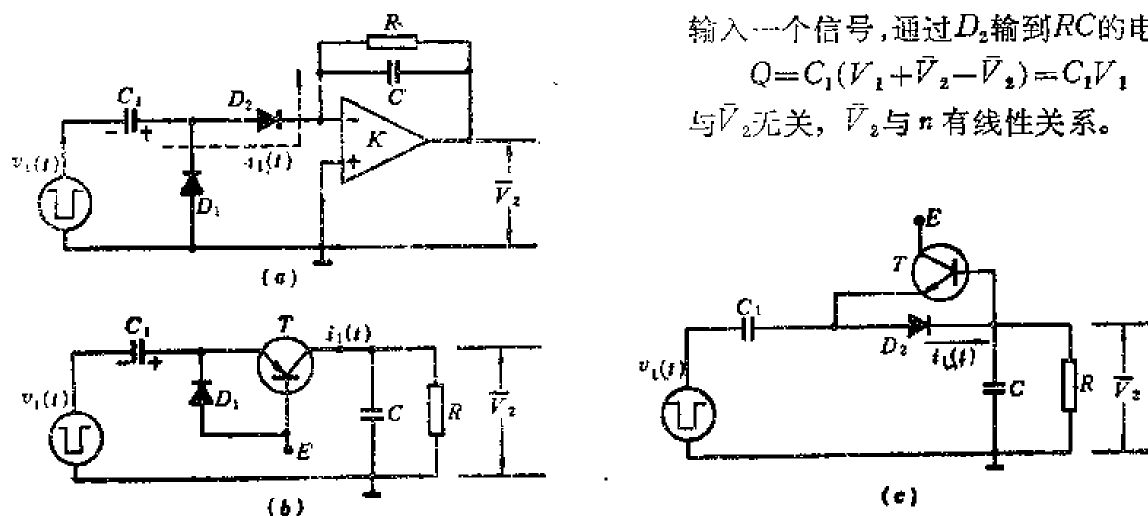


图12-2-3 几种改善计数率计线性的方法

(a) 利用运算放大器 (b) 利用恒流源 (c) 利用自举电路

图12-2-2和12-2-3中的不变部分C_1、R和C是模拟计数率计的基本部分（图12-2-1）。C_1是决定$i_1(t)$每个脉冲电荷量的，称为定量电容。RC_1决定$\bar{V}_2$和n的关系。RC决定统计精度和读数建立时间，它要兼顾两者互相矛盾的要求。

图12-2-4是一个实际电路，S_1是计数率量程开关。S_2与S_1同调，是更换校准电位器RV_{1-7}的开关；RV_{1-7}用来校准各量程的满度值。S_3是还原开关，按下S_3，C_2迅速放电，电表立即回零。S_4是折衷选择读数建立时间和允许的统计涨落的。附加的电阻$R_1=620\Omega$是为了减小信号源的负载。R_e是改善C_1的充电特性的；因为二极管在小电流时正向电阻很大，C_1充电到近于稳态值时充电速度很慢，R_e可加快充电速度。R_e在C_1放电时要泄放电荷，但泄放量一定，相当于使Q减小一个常数，不影响线路工作。RV_8调节输出到自动记录仪的电压。

3. 泵电路输入信号的成形

上面所叙述过的计数率计基本电路都需满足$t_w\gg 5R_1C_1$和$T-t_w\gg 5R_1C_1$。为了实现这一点，最好把输入信号成形为对称方波。考虑到信号在时间上的随机分布，用一级二进位触发器来成形是比较合适的。如图 12-2-5，成形所得的$v_1(t)$，其脉宽是输入信号$v(t)$的间隔，这是在不引起计数损失的条件下所能得到的最大宽度。而且在不同n时不需调整，只要所用二进位触发器的$f_{max}\geqslant n_{max}/L_c$就行[(12.1.4)式]。当然，经过一级二进位触发

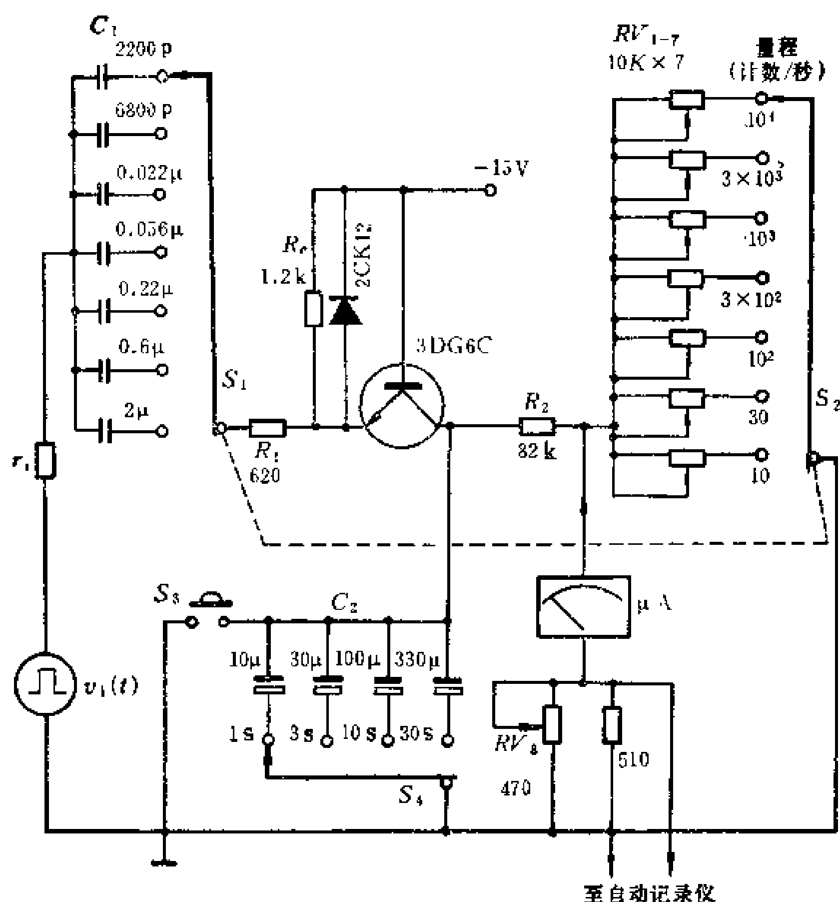


图12-2-4 线性计数率计的一种实际电路

器后，$v_1(t)$计数率下降一半，刻度时，要加以校正。至于统计涨落，在同样 RC（同样读数建立时间）时，按(12.2.4)式似应因 n 减半而增大。但是坎贝尔定理是在信号为泊松分布时导出的。现在 $v_1(t)$ 经过了分频系数为 2 的计数电路，$v_1(t)$ 的间隔分布均匀一些（图12-1-2），不能由(12.2.4)式计算。实际上的统计涨落和不进行 2 分频时相近。

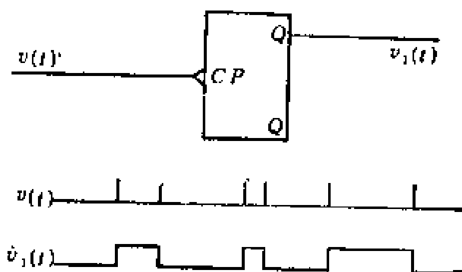


图12-2-5 用二进位触发器成形$v_1(t)$

4. **数字式计数率计**

模拟计数率计的稳定性决定于 $v_1(t)$幅度V_1，和电子器件的PN结压降及漏电流等因素有关。指示$\bar{I}_2$或$\bar{V}_2$的精度也受电表精度限制。早已有人设计过许多数字式计数率计[1][2]。这些设计中为了保留计数率计连续指示的优点，多采用模仿泵电路的方法。例如，用计数电路存储计数来代替用电容器C存储电荷，用输入脉冲数来代替定量电容给出的电荷数。为了代替给 C 放电的R的作用，使用一套逻辑电路产生一个正比于计数电路中已有计数 N

[1] C. H. Vincent, J. B. Rowles, *Nucl. Instru., and Meth.*, 22, p201(1963).
[2] M. Werner, *Nucl. Instru. & Meth.*, 34 №1 p103, (1965).

的计数$N/P(P>1)$，由时钟脉冲每隔一定时间T_0从计数电路中减去N/P（图12-2-6）。显然，可逆计数电路中

$$\frac{dN}{dt}=n-\frac{N}{PT_0}$$

$$N=nPT_0(1-e^{-\frac{t}{PT_0}})$$

在突然接入计数率为n的信号时，计数电路中的计数N按上式增长，读数建立时间为$(3—5)PT_0$。稳定后，应有$N=nPT_0$。

这种数字式计数率计精度高，显示位数多，但线路复杂，成本高，实际产品还是模拟式的为多。

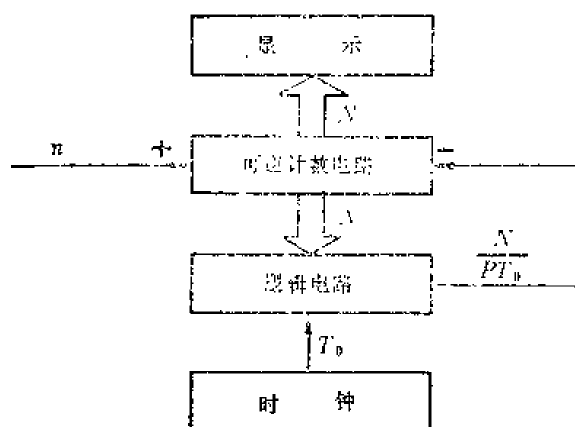
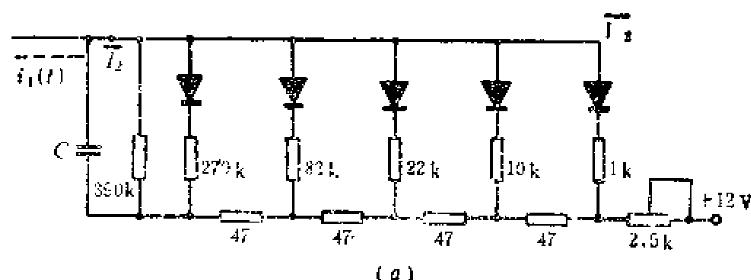
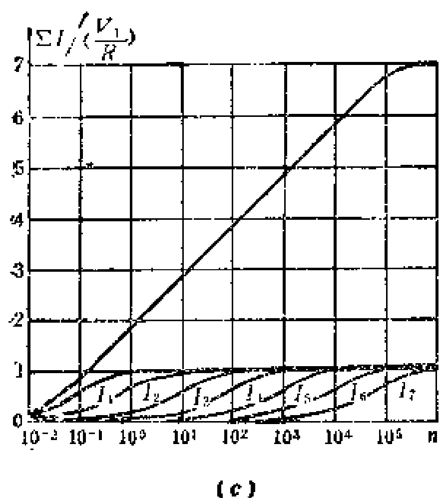


图12-2-6 数字计数率计的一种工作原理

5. 对数计数率计

模拟式线性计数率计在n变化范围有好几个量级时要更换量程。虽然可以实现自动换量程，但增加了线路复杂性。为了能直读几个量程范围的计数率变化，对数刻度的计数率计是方便的。从原理上说，图12-2-3的输出电压经过对数变换器就可实现对数刻度。但是在n跨越好几个量级时，对运算放大器的动态范围和零点稳定性要求很高。比较常用的办法是在泵电路中实现





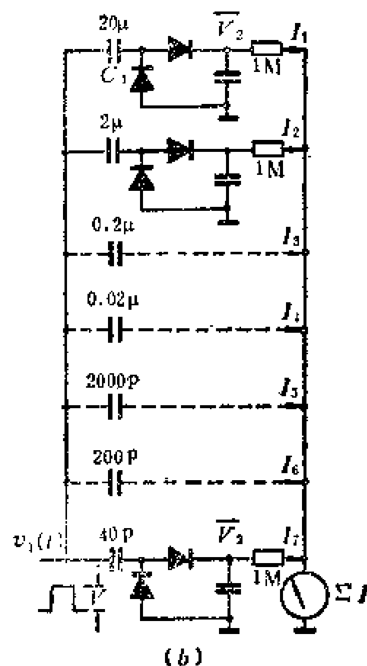


图12-2-7 对数计数率计原理图

(a) 用非线性网络代替R (b) 用多级二极管泵并联（C_1递差10倍） (c) (b)的特性

对数变换。图12-2-7(a)是把R做成非线性网络[1]，在n增大时R减小，使n每增大十倍$\bar{V}_2$只增大一恒定值。可以估算出来，$\bar{I}_2$从0.5μA增大到5μA、50μA、500μA时，$\bar{V}_2$大约分别为0.2、0.6、1.0、1.4V。大致成对数关系。用这种非线性网络代替R还有一个好处，在n小时等效R大，n大时等效R小，自动适应调RC的要求——在满足统计精度时尽量缩短读数建立时间。

图12-2-7(b)用多个二极管泵并联运行来实现对数刻度。各二极管泵的定量电容递差10倍。由(12.2.8)式可知，当$nRC_1 \gg 1$时，$\bar{V}_2 = V_1$。也就是说，在n小时具有线性刻度的二极管泵，在n增大后，都达到输出饱和值V_1。图12-2-7(b)几个泵的特性画在图12-2-7(c)中，这些泵的输出电压$\bar{V}_2$在R上产生的电流迭加在一起。在使用7个泵时，总电流ΣI和计数率n间在6个量级内近似成对数关系。图12-2-7(b)最小的C_1取40pF是为了增大I_7，改善$n=10^5$时的对数特性。

有关计数率计的中文资料可参看国营建安仪器厂出版的计数率计电路专辑，《核子仪器》第一期，1973年。

[1] B. Shepherd. *Electronic Engineering* p437 *July*(1965).

第十三章　多道分析器

第一节　概　　述

由于核辐射的随机性，在测量中经常要测定信息的概率分布，如信号幅度的概率分布（幅度谱）和信号产生时间的概率分布（时间谱）。用单道分析器和上一章所叙述的计数设备，可以选取某一道宽内的信号并测定其计数率，但是不能同时获取许多道宽内的信号计数。如用多个甄别器组成多个毗邻道和用多个计数器同时获取数据，则设备过于庞大，各甄别阈间的道宽也很难一致。只有道数很少时，才有这样做的。如要同时用几十道、几百道以至几千道来分类输入信号并存储各类信号的计数，就要用多道分析器[1]。对于研究核辐射这样的具有统计性的物理现象，多道分析器是不可缺少的有效设备。

多道分析器是比较复杂的核电子仪器。其电子元件数量不少于小型电子计算机，其逻辑设计必须适应获取随机信息的特点。仔细说明多道分析器的逻辑设计和技术关键不是本书的任务。本章只从使用者的需要出发，简单介绍多道分析器的工作原理和主要功能。要正确使用和充分发挥多道分析器的效能，还需仔细研究实际多道分析器的使用手册，并在实践中积累经验。

多道分析器的示意框图画于图13-1-1。为了能将输入信号分入各道，需要有一个能按信息参数分类的输入部分和一个能按类存储计数的存储器。这是多道分析器的两个主要部分。按信号幅度分类的输入部分是一个模数变换器（第十一章），具有这种输入部分的多道分析器称为多道幅度分析器。按信号的时间参数分类的输入部分可以是一个时间-数字变换器（第十章），或时幅变换器加上模数变换器，这种多道分析器称为多道时间分析器[2]。输入部分按信号参数给出应存入的地址码（道址码）。存储器按地址码进行存储——

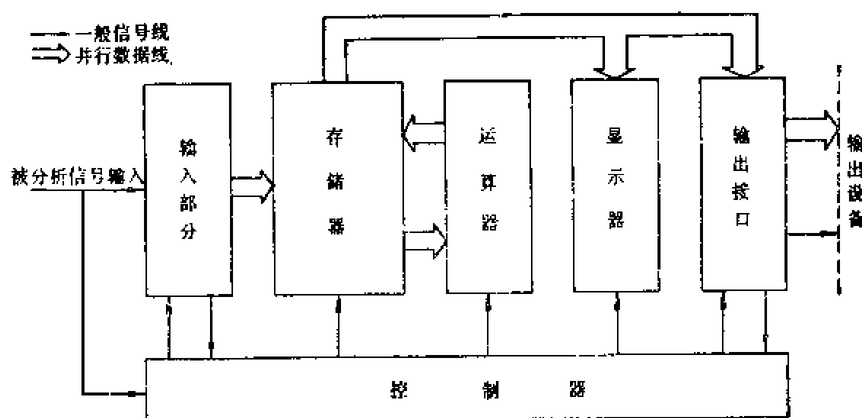


图13-1-1　多道分析器的组成

1）多道分析器：Multichannel Analyser (MCA)

2）多道幅度分析器：Multichannel amplitude analyser

多道时间分析器：Multichannel time analyser

在信号所属道增加1个计数。

为了把各道收集到的计数显示出来，需要有一个显示器。

为了对所测数据进行一些简单的处理，需要有一个运算器。

为了把所测数据输出到电子计算机、打印机和XY记录仪等设备中，需要有相应的输出接口。

为了进行自动定时、定数和循环测量，需要有一个定时器。

上述各部分都要由一个控制器来管理，控制器可由面板上的按键控制，也可由遥控信号控制。

在多道分析器中，作为输入部分的模数变换器、时间-数字变换器或时幅变换器，决定多道分析器的精度指标。这些部件在第十章、第十一章已经叙述过了。目前大多做成NIM插件或CAMAC插件，以便于选用。多道分析器的其余部分常称为多道分析器主机。主机决定多道分析器数据获取和处理功能的多样性和灵活性。本章主要叙述主机的功能及其原理。以电子计算机为基础的多道分析系统将在下一章中介绍。

第二节 存 储 器

存储器的作用是存放数据。它的基本功能是选址、存入数据（称为写入）和取出数据（称为读出）。我们在这一节中先介绍存储器的若干基本概念和多道分析器对存储器的要求，然后以三度四线磁芯存储器为例，简单介绍磁芯存储器的工作原理，最后简要介绍半导体存储器。叙述这些内容的目的，是为了使没有学过电子数字计算机原理课程的读者能够对存储器有一个大致的了解。

13.2.1 多道分析器对存储器的要求

存储器中存入的数据用多位（设为N位）二进制数来表示，在计算机中把这样的一个数据叫做一个字。位数N就是存储器的字长。在多道分析器中由于各道计数容量要达10^5—10^6，要求存储器的字长有20位二进制数（可组成5位十进制数）或24位二进制数（可组成6位十进制数）。

存储器的字数就是存储单元的数量，M字的存储器有M个存储单元，每个存储单元通常用来存储一道计数。

为了便于进行选址，实际存储器的各存储单元通常排列成矩阵。图13-2-1表示一个64道存储器各存储单元的排列。地址寄存器前3位译码后控制8根X选择线，后3位译码后控制8根Y选择线。如图13-2-1所示，当地址码为100101时，是选中第37个存储单元。选址后，就可进行存数或取数。存数或取数都需要花费一定时间。存数的时间叫做写周期，取数的时间叫做读周期。简称为读写周期。

从原理上讲，任何有两个稳定状态的元件都可以做为存储器的基本记忆单元，但是目前常用磁性材料或半导体双稳态电路作记忆元件。前者有磁芯存储器、磁鼓存储器、磁带存储器和磁盘存储器等。后者有各种类型的半导体集成电路存储器。

按存储器的工作方式，可以分成只读存储器和读写存储器（或称为存取存储器）两

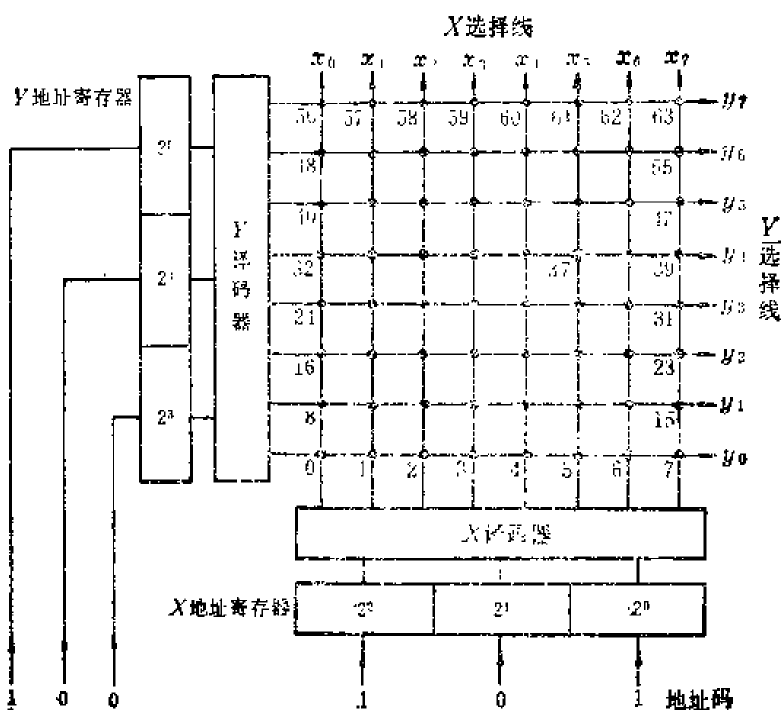


图13-2-1　存储器中的存储单元排列和选址示意图

类，后者又可分成随机存取存储器和顺序存取存储器[1]。

只读存储器在制造时或装机时一次存入了固定不变的数据后，使用时不能再写入新的数据，只能在需要时把其中的数据读到别的部件中供使用。读出后，只读存储器中的原有数据仍保持不变。只读存储器的地址则可随机选择，即可由地址码随意选择地址。

随机存取存储器（RAM）的地址同样可以随意选择，并且存储器中存放的内容既可读出也可写入（即可以任意选择）。这种存储器常作为电子计算机的内存储器（中央存储器），多道分析器中就是用这种存储器。

顺序存取存储器目前常用磁表面存储器，例如磁带存储器、磁鼓存储器及磁盘存储器等。这种存储器的特点是工作时必须按逐个存储单元顺序读取或写入一批数据，不能随意选取任意的地址立即进行存取，所以速度较慢。它们的优点是容量很大而且极易扩充，所以常作为计算机及多道分析器的外存储器。例如用来存放大量同位素的标准谱以备调用。

多道分析器对存储器的要求是：

1．随机存取

多道分析器是存储各道计数的存储器，由于要经常存入和取出数据，它必须是存取存储器。又由于被分析的核辐射脉冲是一个随机量，它的出现时间和幅度都是随机的，而且计数率往往较高，这要求存储器工作速度不能太慢。因此多道分析器要用随机存取存储器。

2．永久存储

多道分析器要求在电源断开后存储器中的信息不要丢失，下次开机还能利用。因此，最好用无源元件制成的磁芯存储器。有源元件制成的半导体集成电路随机存储器断电后便

1）只读存储器：Read Only Memory (ROM)
随机存取存储器又称随机存储器：Random Access Memory (RAM)
顺序存取存储器又称顺序读写存储器：Sequential Access Memory

会失去记忆。所以，多道分析器大多采用磁芯存储器。但是，近年来一方面由于大规模集成电路产品的成品率提高，成本下降，而磁芯存储器由于无法摆脱手工生产，成本不易降低；另一方面由于微处理机的发展，常规数据处理可在测量后随即进行。即使要保留数据，也仍然可以方便地将数据转移到磁带或磁盘等永久存储器。所以带微处理机的多道分析器常使用半导体存储器。这种多道分析器除非装有备用电池，否则不能在断电时保存数据。关掉电源前，需先将数据处理完或输出到外部的永久存储器。

13.2.2 磁芯存储器

1. 磁芯的信息存取方法

记忆磁芯是用锂锰铁氧体烧结成的瓷质小环，它具有矩形的磁滞迴线和比较大的导磁率。这种材料的名称叫磁性瓷，或铁淦氧、铁氧体。磁芯是构成磁芯存储器的基本元件，每一颗磁芯中存放一位二进制数码。在多道分析器中用的磁芯多为0.6mm或0.8mm（外径）的宽温磁芯。

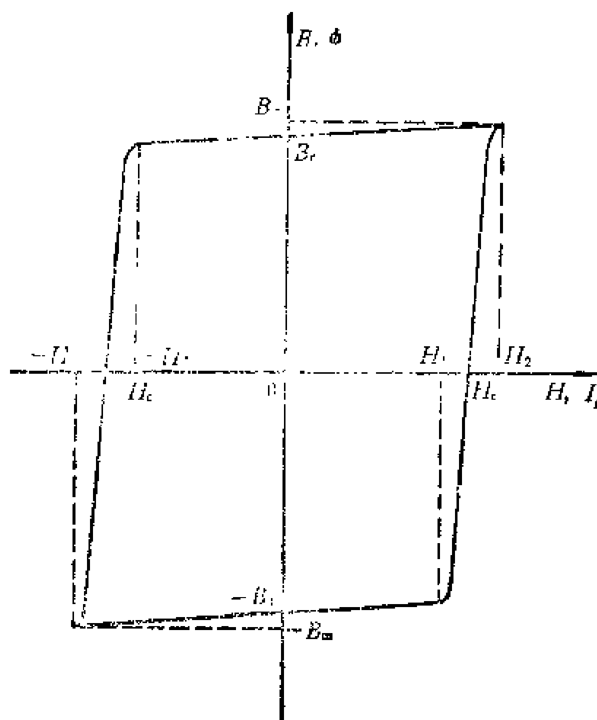


图13-2-2 记忆磁芯的磁滞迴线

记忆磁芯的矩形磁滞迴线如图13-2-2所示。其中H是穿过磁芯的导线中的电流在磁芯中产生的磁场强度，B是磁芯中的磁感应强度。这个特性曲线表示了磁芯的特殊的磁性能：(1)如果电流在磁芯处产生的磁场强度H大于矫顽力H_c，则磁芯中的磁感应强度B就接近于饱和磁感应强度B_m。如果磁场强度的方向相反，当$H<-H_c$时，磁芯中的磁感应强度接近$-B_m$。(2)如果磁场强度消失，$H=0$，磁芯中的磁感应强度并不消失，剩余磁感应强度为B_r或$-B_r$。记忆磁芯的B_r要很接近于B_m，即磁滞迴线的矩形性要好。(3)当磁芯中有剩余磁感应强度B_r（或$-B_r$）时，加上反方向的较小的磁场强度（$|H|<H_c$），并不能使磁芯内的磁感应强度发生明显的变化。只有反方向的磁场强度足够大时（$|H|>H_c$），才能使B_r（或$-B_r$）变成$-B_m$（或B_m）；当外磁场消失后，剩余磁感应强度为$-B_r$（或B_r），与原来的剩磁方向相反。总之记忆磁芯有两个稳定的磁化状态B_r和$-B_r$，并且能抵抗一定程度的外来干扰而保持其状态。改变磁芯的状态需用足够强的反向磁场。我们用磁芯作为记忆元件正是利用这个特性。

为了改变磁芯的磁化状态而存储信息，每颗磁芯中都穿有几根导线，如图13-2-3所示。三度四线（此名称以后解释）电流重合法磁芯存储器的磁芯要穿四根线：I_x和I_y是两根驱动电流线，I_z是禁止电流线，e是读出信号线。分别简称为驱动线、禁止线和读出线。（相应线上的电流以同一符号表示）。

驱动电流产生改变磁芯状态所需的磁场强度，在写入信息和读出信息时流过驱动线的电流方向相反。设图13-2-3中磁芯处于$+B_r$状况时为“1”态，处于$-B_r$时为“0”态。则

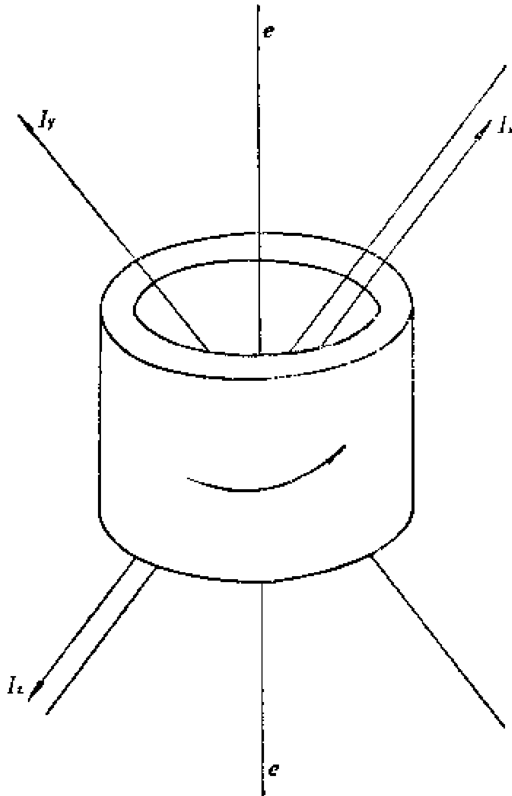


图13-2-3　三度四线存储器中的磁芯

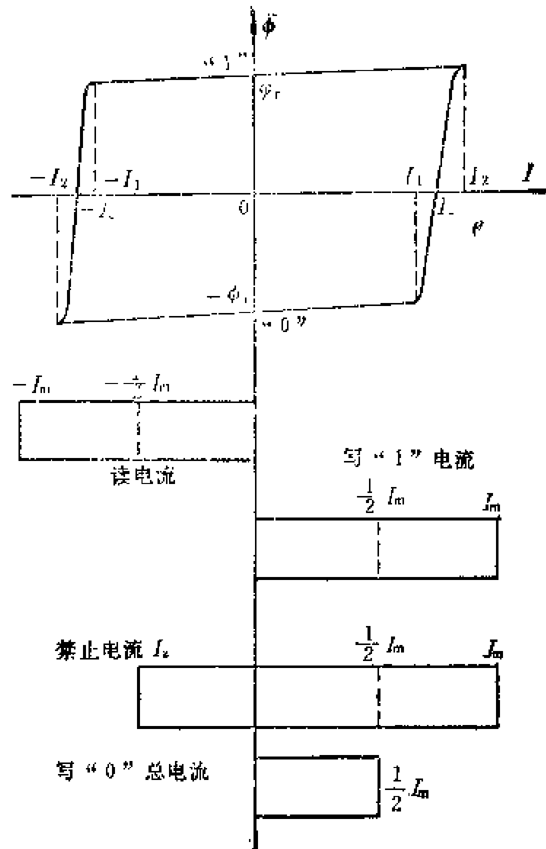


图 13-2-4　三度四线电流重合法的读-写电流

图13-2-3中所画的I_x、I_y的正电流方向是写入信息的电流方向，称"写电流方向"；相反的方向是"读电流方向"。在驱动线上流过读电流时，读出信号在 e 线上的感应信号反映了读前的磁芯状态。实际的存储器里，X、Y驱动线排列成矩阵（参看图13-2-1），由地址寄存器控制其有无电流。两根驱动线都有电流的磁芯，因而可能改变状态，按电流方向的不同进行读或写。其余磁芯只有一根驱动线有电流，或者两根驱动线全无电流，不改变状态。两根驱动线中的电流幅度相同：$I_x=I_y=\frac{1}{2}I_m$，I_m称为全选电流，I_x和I_y称为半选电流。I_m 的数值应满足$\frac{1}{2}I_m<I_1$及$I_m>I_2$。也就是说，应使半选电流I_x、I_y 小于磁滞迴线的转折点电流I_1，同时要使全选电流大于使磁芯达到饱和的电流I_2。由图13-2-4可知，磁滞迴线越接近矩形，I_1越接近于I_2，选取I_m的裕量就越大。$I_1\leqslant\frac{1}{2}I_2$时将无法使用。

当穿过同一磁芯的两根驱动线上都通以读方向的半选电流（半选读电流）时，$I_x=I_y=-\frac{1}{2}I_m$，总电流为$-I_m$，使磁芯的状态处于$-B_m$。当读电流消失后，有剩余磁感应强度$-B_r$，相应的剩余磁通量为$-\phi_r=-SB_r$（其中 S 为磁芯截面积），磁芯处于"0"状态。当两驱动线都通以半选写电流时，$I_x=I_y=\frac{1}{2}I_m$，磁芯的电流为I_m，磁感应强度为B_m。当驱动电流脉冲消失时，磁芯中的剩余磁感应强度为B_r，相应的磁通量为$\phi_r=SB_r$。磁芯处于"1"状态。我们可以看出，无论磁芯原来处于什么状态，经过一次读出后磁芯

必然处于“0”状态。如果磁芯原来存储的信息为“1”，经过读出后就被破坏了，所以磁芯被称为“破坏性读出”的存储元件。如果要保留读出前的信息，就要把信息重新写入磁芯中去。所以磁芯存储器工作时总是以接连的一读一写为一个工作周期。

下面讨论信息的读出和写入：

因为由磁芯组成的存储单元，本身不能进位和运算，所以每次改变所存数码，都需要先读出，经过运算或其它处理后再写入。

（1） 信息的读出：如果原来磁芯内存储的信息为“1”，即剩余磁通量为ϕ_r，则读出电流作用时，磁通量由ϕ_r变到$-\phi_m$，磁通量变化为$\Delta\phi_1=-\phi_m-\phi_r=-(\phi_m+\phi_r)\approx-2\phi_r$。这时在读出线上有感应电势$e_1$（见图13-2-5），$e_1$一般为几十毫伏。如果原来磁芯内存储的信息为“0”，即剩余磁通量为$-\phi_r$，则磁通量变化为$\Delta\phi_0=-\phi_m-(-\phi_r)=\phi_r-\phi_m\approx0$。这时在读出线上的感应电势$e_0$很小，约几毫伏。由于磁芯没有改变状态，$e_0$的波形也比$e_1$窄。利用专门的“读出放大器”集成电路，能把读“0”信号e_0剔去，把读“1”信号e_1检出，整形后送给数据寄存器。读出放大器的输出信号设有时间选通端，如在t_1附近选通，可在时间上剔除e_0。读出放大器还设有幅度甄别阈V_D，可以剔除读出线上各种小幅度干扰。

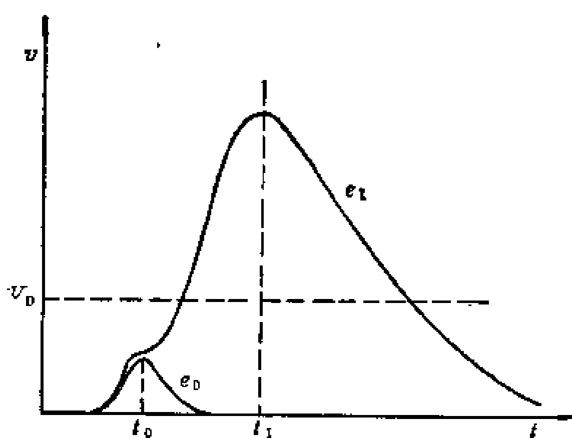


图 13-2-5 磁芯的读出信号e_1和e_0

e_1：读“1”时的读出信号
e_0：读“0”时的读出信号
V_D：读出放大器的甄别阈

（2） 信息的写入：经过读出信息后，磁芯处于“0”状态，剩磁为$-B_r$。如果需要写入“1”信息，通入写电流$I_x=I_y=\frac{1}{2}I_m$，就可使磁芯翻转到“1”状态，剩磁为B_r。如果需要写入“0”信息，则在驱动线上加写电流的同时，在禁止线上加禁止电流I_z。如图13-2-4中所示，禁止电流和半选写电流方向相反，大小相等。这样，穿过被选磁芯的总电流$I_{总}=I_x+I_y-I_z=\frac{1}{2}I_m<I_1$。不能使磁芯从“0”状态翻转到“1”状态。在写“0”时所以要用禁止线而不是令写电流本身为0，如下面要说明的，与磁芯体的结构有关。

2．磁芯的组合阵列——磁芯体

通常，字数为M的存储器中同一位的M个磁芯排列成一个方阵。N位字长便有N个这样的方阵（图13-2-6）。方阵的每一边（行和列）的磁芯数相等，都为$\sqrt{M}$。如字数$M=4096$，则行数和列数都为$\sqrt{M}=64$。

N位同行的磁芯被穿在同一根X驱动线上，N位同列的磁芯，也被穿在同一根Y驱动线上（图13-2-6）。这样，当地址码选中某一存储单元时，这一单元的各位磁芯都可获得

全选电流，都有可能改变状态，其余磁芯只有半选电流或没有电流。这种结构使得N位方阵可以共用一套选址电路和驱动电流源。

如果只有上述X、Y驱动线，在读取磁芯信息时，被选中的存储单元各位磁芯都有读电流，这正是需要的。在写入信息时，向各位磁芯都送入写电流，只能写入“1”。为了能写入“0”，就要对写入“0”的那一位送入禁止电流。

读出线输出被选存储单元中各位磁芯的信息，每位有一根读出线。所以，读出线和禁止线不同于驱动线，它们只穿过同一位的M个磁芯。字长为N位的存储器有N条读出线，N条禁止线。读出线经读出放大器接至数据寄存器，见图13-2-6。禁止线由禁止电流源驱动，禁止电流源由数据寄存器控制。

在读出期间由读出放大器检出读出线上的“1”信号送给数据寄存器的对应位。数据寄存器上的数经过运算后，在写入时，数据寄存器为1的各位不送禁止电流，而为0的各位要送禁止电流，就可把数据寄存器上各位的“1”、“0”状态写入所选存储单元的各位磁芯。

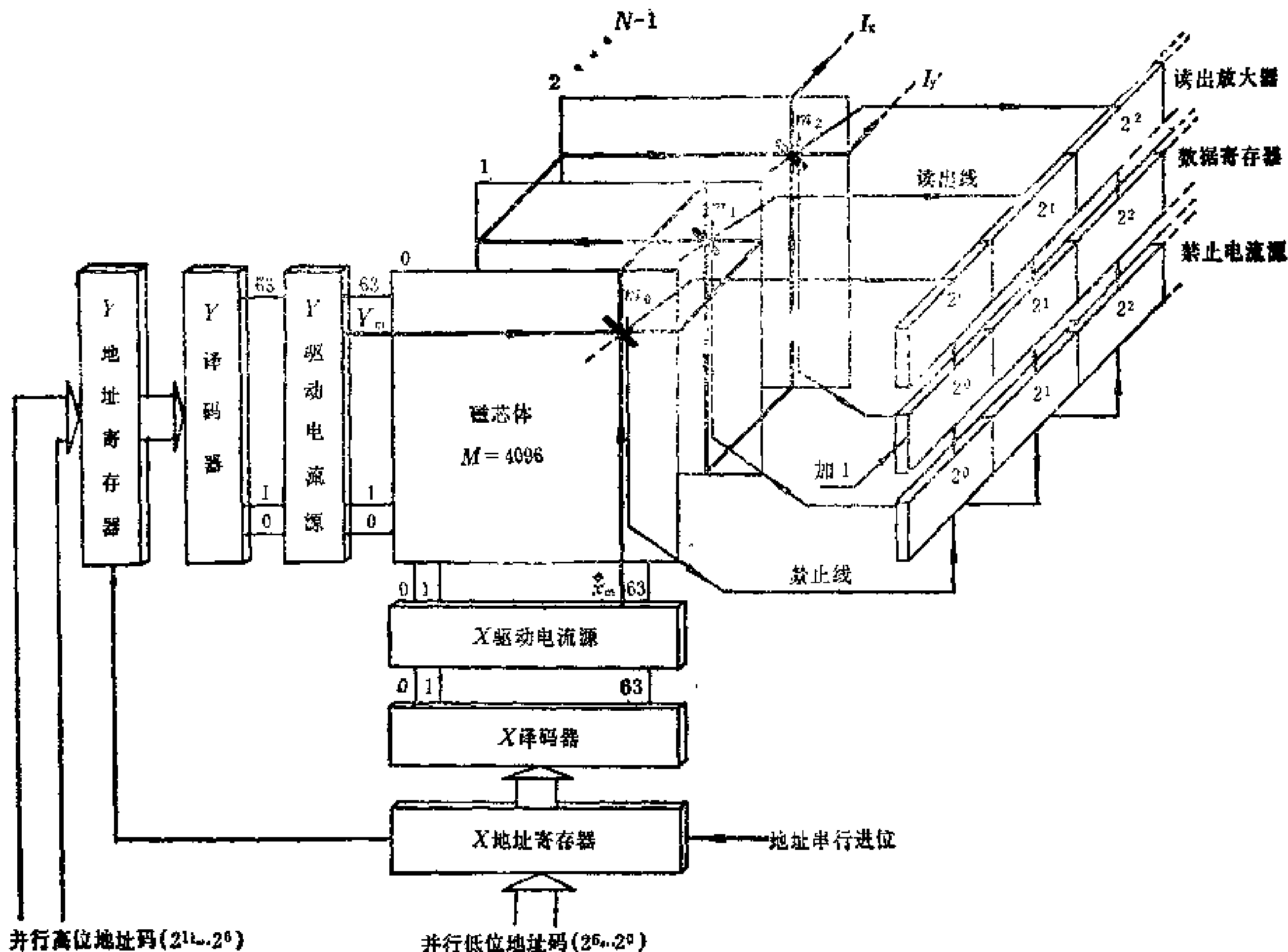


图 13-2-6

磁芯存储器示意图（4096道，N位）

由高位地址Y_m和低位地址X_m选中第m个存储单元，其各位磁芯为m_0、m_1……m_{N-1}

这就是三度四线磁芯存储器的基本工作原理。三度是指对磁芯进行读写时需要有三根线来进行，读——X、Y驱动线和读出线；写——X、Y驱动线和禁止线。四线是指每颗

磁芯中都穿了I_x、I_y、I_z和e四根线。目前国内的不带计算机的多道分析器大多采用这种存储器。

小型计算机多采用三度三线存储器，把禁止线和读出线合用一根线，每颗磁芯中穿三根线。

目前一般三度四线存储器常用外径0.8mm的磁芯，读写周期一般为2μs—3μs。三度三线存储器常用外径为0.6mm的磁芯，读写周期一般为1.5μs—2μs。

在结构上，各位之间的排列可以一个一个方阵叠起来组成立体结构，也可以采用平面结构并排放在一个大平板上。

3. 存储时序

为了使存储器的各部分有节奏地协调工作，由时序控制电路发出时序脉冲来控制。现以多道分析器进行脉冲幅度分析时的情况为例，说明存储器的工作时序。

当模数变换器把输入的模拟信号变换成数码（地址码）后，向主机发出存储命令（参看图13-4-2）主机先从变换器取来地址码（如图13-2-7所示，图中b有两条线，表示地址码有的位为1，有的位为0），然后把数据寄存器清零（见c）。随后控制器发出读命令d，

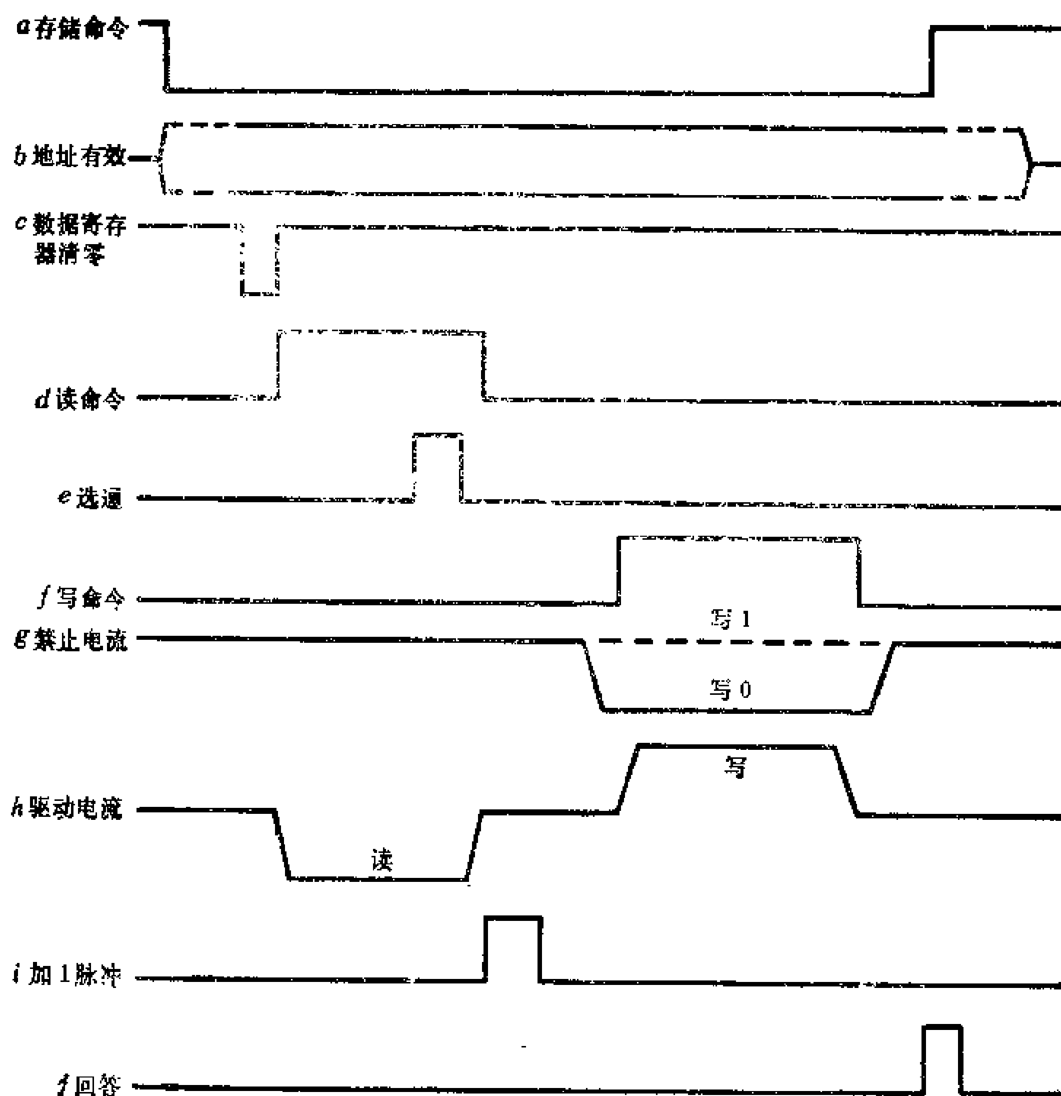
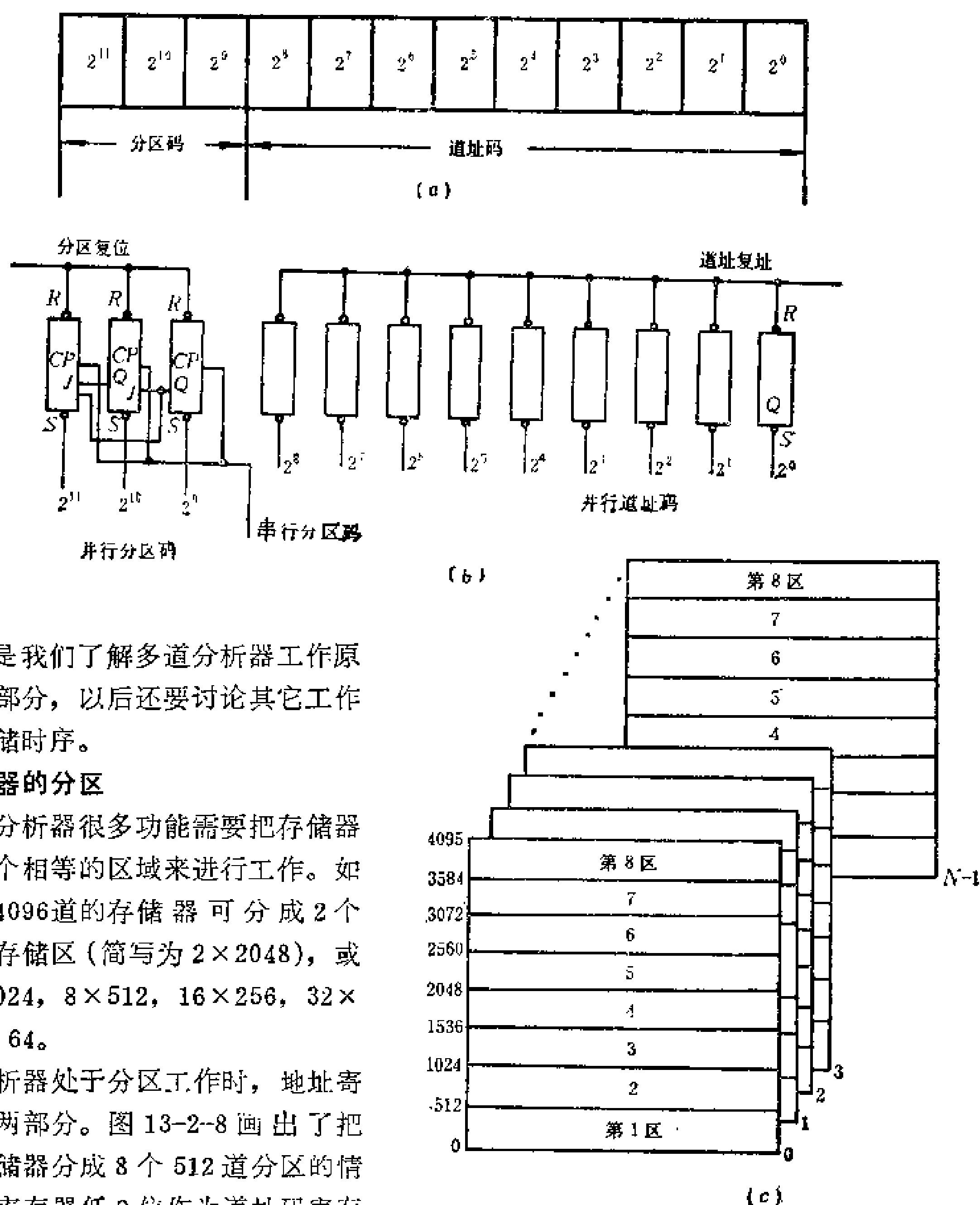


图13-2-7 幅度分析时的存储时序

由地址码选定的驱动线上产生读电流 h。时序控制器给读出放大器发出选通脉冲 e，在选通时间内按读出信息使数据寄存器的各位置位；数据寄存器上的数就是所选道原有的存数。随后时序控制器发出加 1 脉冲 i 使数据寄存器的计数加 1；这就是使所选道的原有存数加1。控制器接着给出写命令 f，在驱动线上产生写电流 h，同时根据计数以后数据寄存器上各位的数码是“0”或者是“1”，在各位禁止电流线上发出或者不发出禁示电流g，就可把数据寄存器加 1 后的新数写回存储单元，这就完成了所选道存入一个信号的过程。存储过程结束，控制器给模数变换器发出回答信号 j。



时序是我们了解多道分析器工作原理的重要部分，以后还要讨论其它工作方式的存储时序。

4. 存储器的分区

多道分析器很多功能需要把存储器分成若干个相等的区域来进行工作。如总道数为4096道的存储器可分成 2 个2048道的存储区（简写为 2×2048），或分成4×1024，8×512，16×256，32×128，64×64。

当分析器处于分区工作时，地址寄存器分成两部分。图 13-2-8 画出了把4096道存储器分成 8 个 512 道分区的情况。地址寄存器低 9 位作为道址码寄存器，如图13-2-8(a)所示。图 (b) 是地址寄存器的简化电路图，图 (c)是 8 个区的存储单元在磁芯体中的分布情况。例

图13-2-8　4096道存储器分成 8 个区的情况
(a)　分区码和道址码的划分
(b)　地址寄存器简化电路
(c)　8 个分区的存储单元在磁芯体中的位置

如，在分区码为000时，要存入的谱存入第1区。分区码为001时，要存入的谱就存入第2区。余可类推。

这样，一个4096道的存储器便可以作为8个512道存储器分别存储8个谱。需要显示或输出其中某一个谱时，或在某两区之间进行比较和运算时，也可由分区码来选择，而且可以实现多种数据获取和处理功能。

同理，选取地址寄存器最高的一位、二位……或六位作为分区码，可把4096道存储器划分为2个2048道、4个512道……或64个64道的分区。

区的划分和分区码寄存器的置位可以由面板上的开关实现，也可以通过输入分区码来控制。

13.2.3 半导体存储器

半导体存储器是大规模集成电路（LSI[1]），在一块单晶硅片上制成大量晶体管存储单元的阵列，并且包括一些附加电路。由于近年来大规模集成技术的迅速发展，半导体存储器用得越来越多。它的优点是种类多、速度快、体积小、耗电省，便于大规模工业生产，因而价格不断降低。它的缺点是随机存取存储器（RAM）在断电后便失去记忆。可以采用两种办法来克服：在断电时由储能电容暂时维持供电并迅速把半导体RAM中存的数据传送到磁带、磁盘中保存起来。或者在断电时用高能电池在低电压、低功耗情况下保存RAM中的数据，但保存的时间也不能很长。在某些情况下，人们还不得不选用磁芯存储器作为随机存储器。至于只读存储器，现在基本上都是采用各种半导体存储器。本章所叙述的多道分析器主要应用随机存储器，这里就不介绍只读存储器了。

半导体随机存储器的种类繁多。按器件类型可分成双极型和MOS型集成电路。前者的特点是速度快、耗电大、集成度较小。后者的特点是速度稍低、耗电省、集成度高。目前应用后者较多。MOS存储器又可分成N沟道（NMOS）、P沟道(PMOS)和互补管(CMOS)三种。按每个记忆单元内晶体管数目又可分成八管、六管、四管、三管乃至二管五种。按工作类型则可分为动态和静态两种。动态存储器中每个单元用的管子数目较少，采用晶体管的极间分布电容来记忆数据，电容充电就代表“1”状态，没充电代表“0”状态。MOS晶体管的极间漏电流很小，所以能够维持电荷的记忆。但总不能长久维持，所以还需要按原来状态不断地充电，这个过程叫再生或刷新，要用专门的电路来实现，使用较麻烦。但是它用的元件少，耗电少，集成度高，所以应用很广泛。静态存储器一般用六管或八管组成的双稳态电路作记忆元件。耗电比动态存储器大，使用的管子多，和动态存储器相比集成度较低。但静态存储器使用较简单，不必再生。在小容量的存储器中应用较多。这里仅以六管静态存储单元为例，说明半导体存储器的组成和原理。

1. 六管静态NMOS存储单元

图13-2-9(a)是一种N沟道1024字MOS随机存储器存储单元阵列，(b)为第i行第j列的一个存储单元（1位）。T_1和T_2组成双稳态电路。T_3和T_4分别是它们的负载。当T_1管截止T_2管导通时，A点为高电平，B点为低电平，存储单元的状态为“1”。反之，T_1导通T_2截止时，A点为低电平B点为高电平，存储单元的状态为“0”。T_5和T_6是存储单元的门管，由行驱动线X_i控制。当第i行驱动线被选中时，X_i出现高电平。T_5及T_6导通，将A点、B点

1） LSI: Large Scale Integration

分别和第j列数据线L_j、$\overline{L}_j$相连接。如果第j根驱动线也被选中，驱动线Y_j上出现高电平，第j列数据线的门管T_L、$T_{\overline{L}}$导通，L_j、$\overline{L}_j$就分别和位数据线D、$\overline{D}$连接。在读出信息时，D、$\overline{D}$连到读出放大器（图中未画出），它就能收到由A、B传送过来的信息。如果是往存储单元内写入信息，则D、$\overline{D}$连到写入放大器（未画出）的输出端，通过L_j和$\overline{L}_j$将应写入的信息送到第i行第j列存储单元，迫使A和B的电平和输入的信息相同，并由双稳态电路记忆下来。

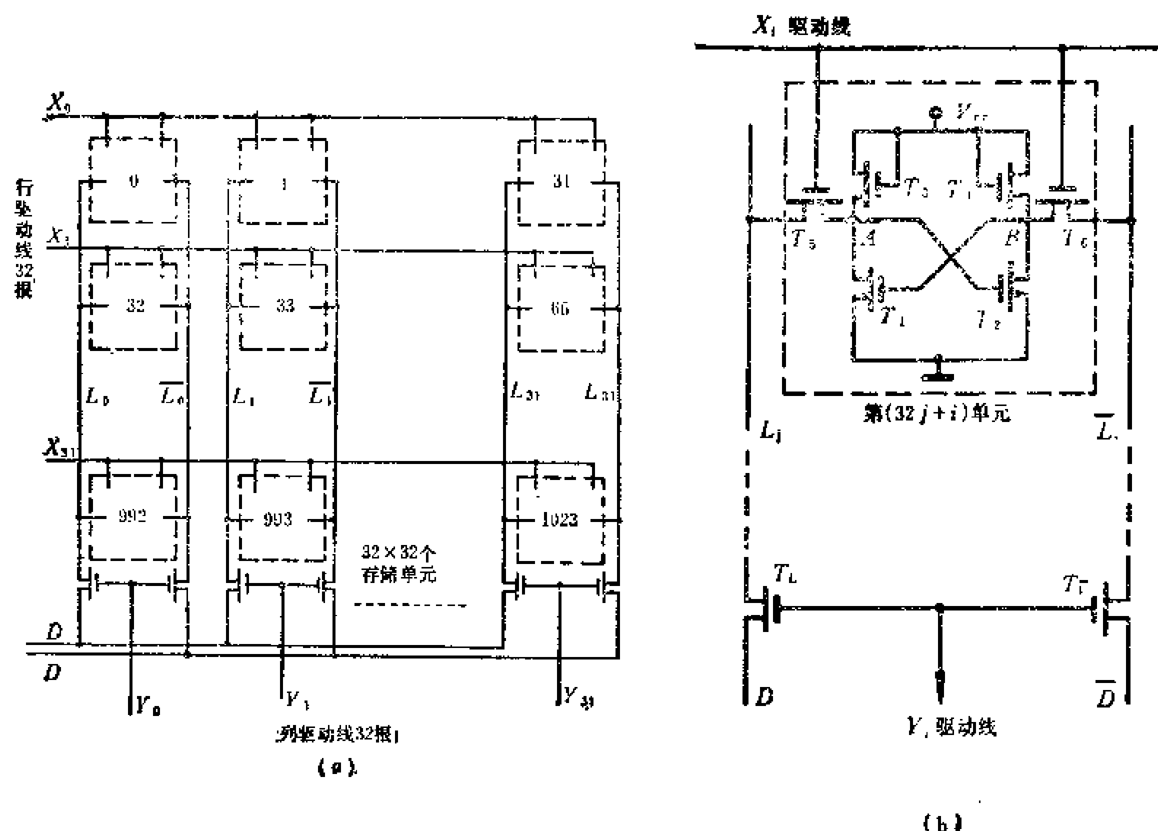


图13-2-9　1024字静态NMOS存储器

(a) 存储单元阵列　　(b) 第i行第j列的六管存储单元

2. NMOS存储器的实际框图

图13-2-10是1024字静态 NMOS 存储器的实际框图。

图中M是32×32个六管静态存储单元组成的阵列，每一个都由图13-2-9(b)所示的单元组成。A_0—A_4是行地址（2^0—2^4）输入端，A_5—A_9是列地址（2^5—2^9）输入端。它们分别输入给X（行）和Y（列）的译码和驱动电路。因为X方向要带动32对门管的负载（图13-2-9(a)），所以X（行）译码输出后要经过功率放大来带动驱动线，Y选择线只有一对门管负载，所以译码器可以直接驱动。

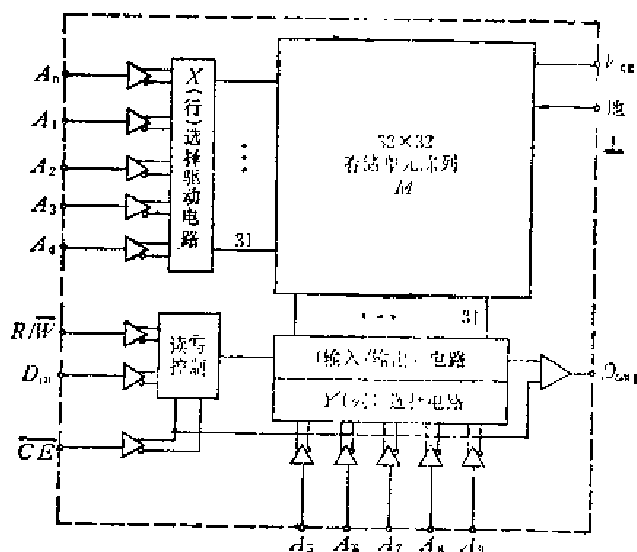


图13-2-10　1024字NMOS存储器实际框图

$\overline{CE}$ 是选片信号，低电平时本片被选中。如果 $\overline{CE}$ 是高电平，数据输入线 D_{in} 和输出线 D_{out} 皆被切断，不能读写。有了选片信号，就可以用多片小容量存储器来组成容量更大的存储器。例如由4片这种1024字存储器可组成一个4096 字存储器。4096 字存储器的地址码有12位：A_0、A_1……A_{11}。A_0—A_9仍作为各片公用地址码。A_{10}、A_{11} 两位则经过译码得出4个选片信号，分别送到4片存储器的 $\overline{CE}$ 端来进行选片。对应4096个地址码中的每一个地址码，4片电路中只有一片的一行和一列被选中，其它三片都不选中。就可在 4096 字范围内寻址了。

$R/\overline{W}$ 是读写控制信号，$R/\overline{W}$ 为低电平时，输入数据线 D_{in} 上的信息通过输入/输出电路写入到被选中的单元。$R/\overline{W}$ 为高电平时，被选中的单元存储的数据通过输入/输出电路由输出数据线 D_{out} 输出。

由于静态存储器不需再生，外围电路比较简单，而且NMOS集成电路的速度较快，其电源电压和信号电平又都和TTL集成电路兼容，因此NMOS 静态存储器在多道分析器中使用是比较合适的。近年来1k和4k的静态存储器应用非常广泛，并且速度不断提高，功耗也不断降低。有些产品的取数时间已做到小于70ns，功耗小于10μW/*bit*，接近某些动态存储器的水平。

第三节　多道分析器的显示器

多道分析器一般都有CRT显示[1]。在示波管或电视显象管的荧光屏上显示谱形和若干参数。谱形显示就是把存储器内各道计数和道址的关系用曲线显示出来。参数显示是显示某一道的计数或某一段道址范围内的计数和。参数显示过去多用数码管，现在集成电路发展了，多采用字符发生器在CRT上显示字符。这样不仅省去数码管，而且可显示更多的数据。在计算机化的多道分析器中则能显示各种数据处理结果（第十四章）。

示波管和显象管都是利用电子枪发射的电子打到荧光屏上而显示出亮点。在电子枪和荧光屏之间用电场或磁场使电子束偏转，从而扫描出需要显示的图形。一般示波管中是在偏转板上加电压产生电场使电子束偏转，电视显象管中是在偏转线圈中加电流产生磁场使电子束偏转。由于显象管的屏幕大，可以显示的内容多，计算机化的多道分析器多用显象管显示。

本章只讨论用一般示波管做的多道分析器显示器，微计算机多道分析器的显示器见第十四章。

13.3.1　显示原理

1.　谱形显示

在谱形显示时，为了显示某一道数据，就要以存储器中该道存储单元的地址为横坐标，以存储内容（数据）为纵坐标在CRT上显示一个光点。按道址的顺序逐道显示存储器各单元的内容便形成一条谱形曲线。周期性地重复这一过程便得到稳定的图形。

由于地址和计数都是数码，而在示波管中要用电压控制电子束偏转，就要先把数码变

1) CRT:Cathode ray tube

成相应大小的电压，即进行数字-模拟变换（DAC）。然后把地址和计数的模拟电压分别加到X和Y偏转放大器。平时CRT的栅极加有较大的负偏压，电子束不能通过栅极；即电子枪不发射电子，荧光屏上无亮点或亮线。等到上述两个模拟电压产生并达到稳定值后，给CRT的控制栅极加正的辉度脉冲，在荧光屏上的相应位置上出现一个亮点。

图13-3-1是显示器框图。图13-3-2是显示谱形时各部分的主要工作波形。在多道分析

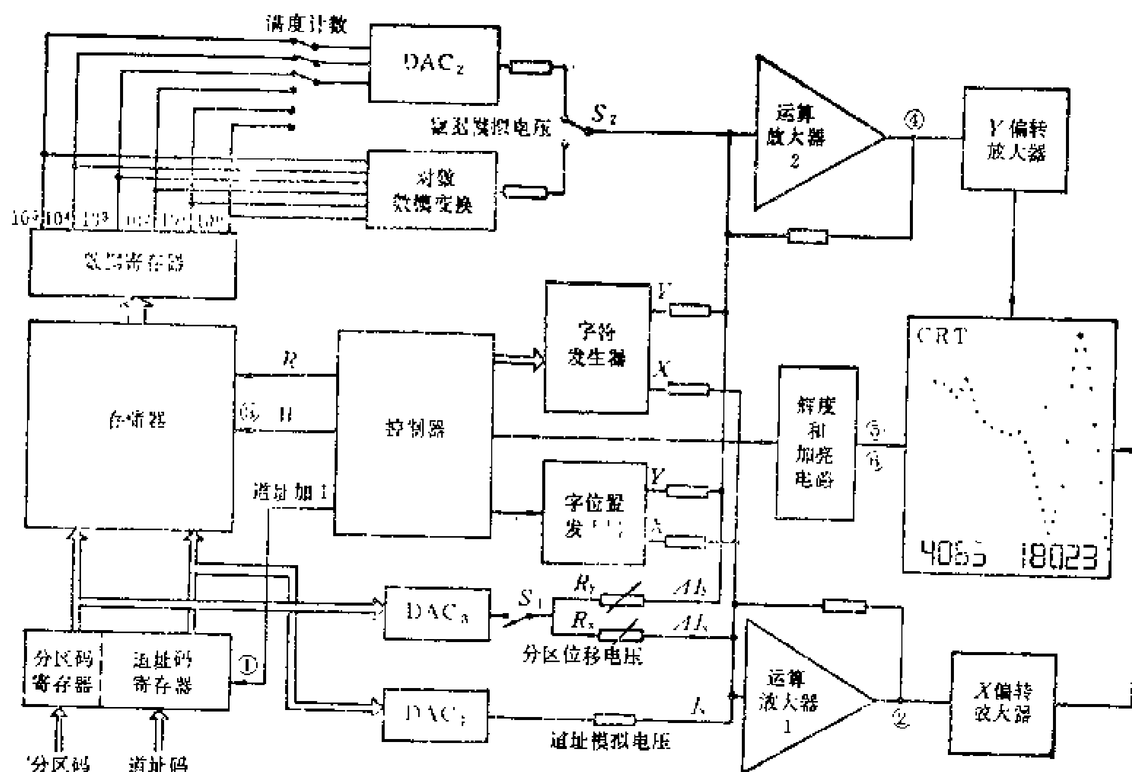


图13-3-1 显示器框图

器中，存储器每进行一次读-写操作便显示一个光点。在读-写之前先给出道址加1信号(图中的①)，使道址步进一道。道址码寄存器被置位后，DAC_1便把道址码变换成模拟电压，并送到运算放大器1，放大后加到X偏转放大器上。②表示道址模拟电压的有效时间，随后在存储器内就产生读-写过程③，把该道址单元内的数据读到数据寄存器上，并经过DAC_2或对数变换器（下详），把数据码变换成数据模拟电压，经运算放大器2放大后加到Y偏转放大器。图中画出了数据模拟电压的有效时间④。在X和Y模拟电压都有效的某一段时间内，控制器给辉度电路发出信号，把辉度脉冲⑤加到CRT的栅极。这样CRT屏幕上便出现一个亮点。如果这一点（例如图中的4085道）要特殊加

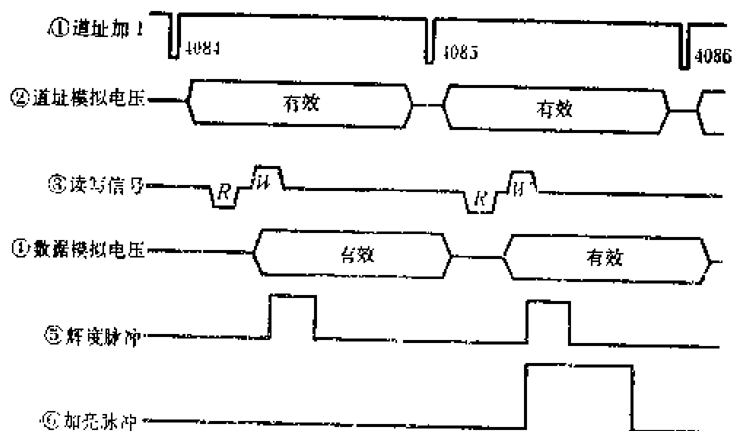


图13-3-2 谱形显示时的主要工作波形
(显示到第4084、4085道时)

亮，给出幅度更高、宽度更宽的加亮脉冲⑥。

下面讨论显示的刻度问题。在多道分析器中显示器的X轴（表示道址）总是线性刻度的。而Y轴（表示计数）一般都设有两种刻度：线性刻度和对数刻度。

线性刻度：

光点在荧光屏上的高度y和计数n成线性关系：$y=an$。其中a是一个可以调节的比例常数。

线性刻度在度量某一点的计数值或比较点与点之间的计数差值时比较方便。在谱形内各峰的计数值相差不太大时，能很好的观察各峰的情况。

但是线性刻度在显示计数值相差很大的峰时，有很大限制。假定我们用有效高度为120mm的示波管做显示器，如果满刻度的计数为10^5，则计数约为10^5的峰，高度约为120mm；计数为10^2的峰，高度就只有0.12mm了。我们不可能在屏上看出这个峰（图13-3-3(a)）。所以，线性刻度不能把计数容量范围内的峰全显示出来，而需要分成不同的量程显示。例如在最大计数为6个数量级时，只取其中某三个量级的数据进行显示，把更高及更低位的数据舍去。舍去高位是显示高计数峰的余数，但可显示出低计数峰。舍去低位是扩大量程，便于观察谱形全貌，但同时舍弃了小峰。

对数刻度：

光点在荧光屏上的高度y和计数n的对数成正比关系：$y=a\lg n$，a是比例常数。在图13-3-1中数据寄存器的六位数据都送入对数数模变换器，经S_2将对数数模变换器的输出电压送到运算放大器2，就可以看清计数比较低的峰，如图13-3-3(b)所示。

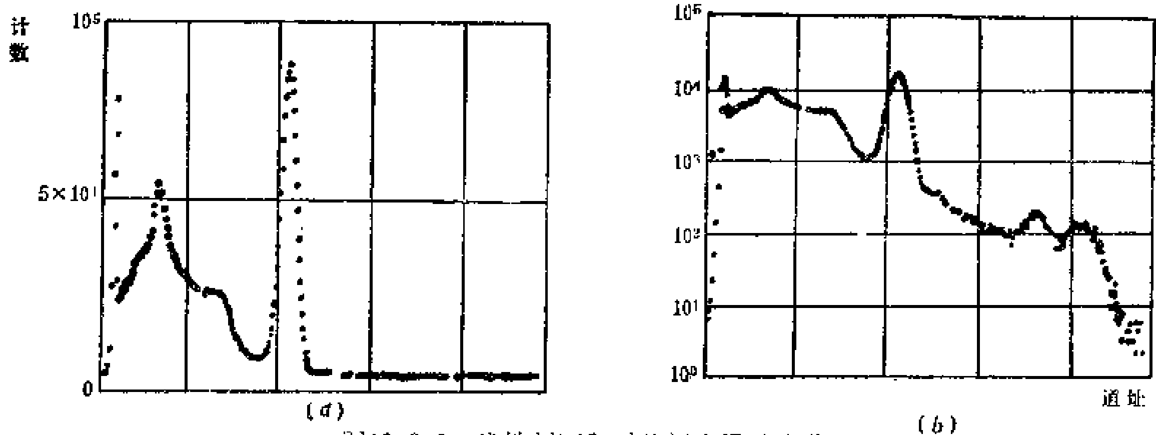
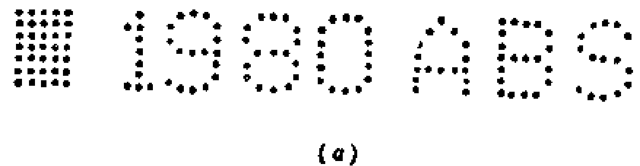


图13-3-3 线性刻度和对数刻度显示的谱形

2. 字符显示

在示波管荧光屏上显示字符的一种方法如图13-3-4(a)所示，由若干光点组成矩阵，控制其中光点的明暗而显示出字符。图13-3-4(a)是5×7点的矩阵，字符发生器能输出X和Y方向的扫描电压，按一定顺序扫过这7行5列的矩阵，并按所欲显示的字符，给组成这个字符的各个光点加亮（其余的光点不加亮）。另外，为了使所欲显示的字



(a)

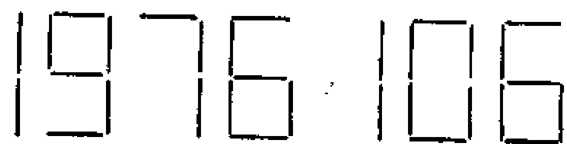


图13-3-4 字符显示

(a) 用5×7的点阵显示 (b) 七段显示

符出现在荧光屏的某一位置，还要设置一个字位置发生器，产生与字符位置对应的x和y方向的电压，它与字符发生器的电压叠加在一起，送到示波管。

如果只需显示指定道的计数及某些道的计数和，就只需显示数码而不需显示字母，可以用简单得多的七段发生器，如图13-3-4(b)中所示。

显示是一遍遍重复进行的，每一遍的周期应小于40ms，即小于视觉暂留时间，这时人眼看到的便是稳定而连续的图形。

13.3.2 显示方式

1. 静显示、活显示和常显示

多道分析器在测量结束后转入显示状态，把存储器内积累的数据显示出来，这种显示方式称为静显示[1]，要在测量过程中随时显示数据积累的过程，就要用活显示和常显示[2]。所谓活显示，是在多道分析器测量到一个脉冲并进行一次存储器读写时，趁读出这一道已有数据的机会，在屏上该道位置处显示出代表已有数据的亮点。由于被分析信号的出现时间和幅度是随机的，所以屏上光点出现的时间和位置也是随机的。这种显示又称为随机显示。在计数率较低时，只能看到荧光屏上各处一闪即逝的光点，看不出完整的谱形曲线。在计数率较高时，各处光点迅速重复出现，可以看到谱形。所谓常显示，是多道分析器在测量时常处于显示状态，只要ADC不要求存储，主机就不停地进行逐道顺序显示。ADC要求存储时，它才暂时中断显示、进行存储；存完之后又返回显示状态。采用常显示可以在被测信号计数率极低时也能清楚地看到谱线和数据积累过程。

2. 分区显示和分区同时显示

本章第二节讲到了存储器的分区方法。分区显示就是把指定分区内的谱形单独显示出来。我们还是以存储器分成8个区为例。这时的分区显示只要显示总道址数的1/8，如谱形在荧光屏上水平方向的长度不变，就要把道址码数-模变换器的输出电压扩大8倍，才能保证分区谱形仍然占有整个荧光屏。这时谱形的细节在水平方向放大了8倍，看得更清楚了。同时，由于扫描一次的周期缩短到1/8，重复频率提高到8倍。光点的亮度也提高了。在x轴显示的道数过多时，扫描一次需要很长时间，各亮点重复频率不够高，看起来就闪烁不

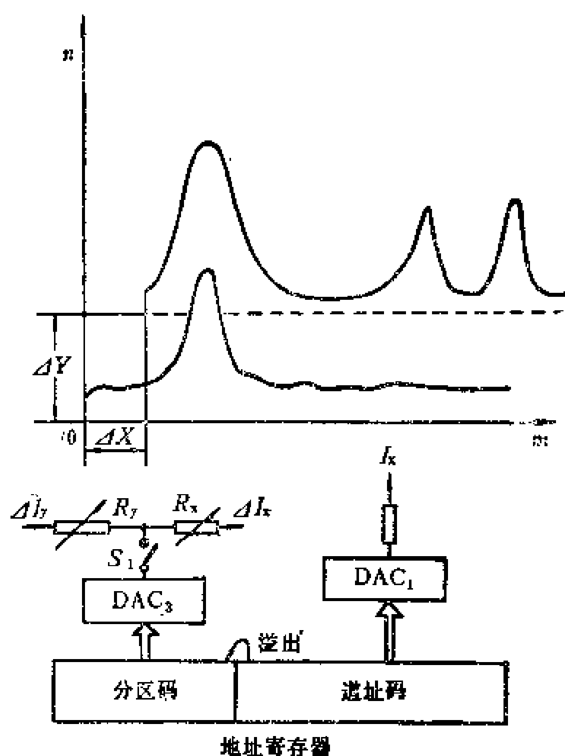


图13-3-5 分区同时显示原理

---

1) 静显示：Static display

2) 活显示：Live display

常显示：Permanent display

定。所以在一个整谱包括道数过多时，有时也用分区显示来观察。或者使显示只在兴趣区[1]内循环进行，使兴趣区内的亮点不闪烁，这叫做“部分显示”。

分区同时显示是把各分区的谱线沿x轴和沿y轴错开一定位置Δx、Δy后，同时在荧光屏上显示出来，如图13-3-1、5，分区同时显示用于比较各分区的谱形。在分区同时显示时，地址寄存器低位的道址码仍然送到DAC_1进行数模变换，输出I_x到X偏转放大器。地址寄存器低位的溢出信号作为串行分区码进入地址寄存器的高位，形成并行分区码。在显示过程中分区码就循环变化。分区码送到DAC_3进行数模变换，在分区同时显示开关S_1闭合时，变换结果ΔI_x、ΔI_y分别送到X运算放大器和Y运算放大器，各区的谱形在x方向和y方向都各自产生位移Δx、Δy。位移由R_x、R_y调节。

可以看出，分区显示只是分区同时显示的一个特例：分区码寄存器被置成固定值，而且DAC_3不输出电压，即图13-3-5中的开关S_1断开。

3. 加亮

使用多道分析器的人往往对某些道址特别感兴趣，例如待分析元素的特征峰所在道址。可以在多道分析器的面板上设置一些选择道址的开关，当逐道显示到这些开关所确定的道址时进行加亮。图13-3-1的荧光屏上是把第4085道加亮，并同时把4085道的计数(18023)显示在荧光屏下方。

加亮的另一个目的是为了标识出有兴趣的道址区域。这些兴趣区通常是需要进行运算（例如求计数和）或输出数据的区域。兴趣区的地址也由面板上的拨盘开关或旋钮进行选择。有的分析器（如国产FH-451型1024道分析器）可以选择多个兴趣区进行运算和输出。

加亮的另一个目的是标识出峰的等高带（等计数带）。一般在双参数谱的显示中设置这种加亮方式（如国产的FH-450型4096/8192道分析器），可用来比较所显示的立体谱上各峰的高度。

4. 清洗

清洗就是把存储器内各道的存储内容都变成零，准备接收新的数据。

清洗过程一般都在显示状态下进行。采用非破坏性读出存储器的分析器，清洗操作就是逐道写入“0”数据。采用破坏性读出存储器的分析器只要逐道读出数据而不再写入，就进行了清洗。

5. 检验

多道分析器中设置的检验功能只是检查存储器和显示器的工作是否正常。

检验也是在显示状态下进行的，只不过每显示一道就向这一道加入（或减去）一个计数。当存储器和显示器工作正常时，可以从荧光屏上看到谱线均匀的从下而上的移动（加1计数），或从上而下的移动（减1计数）。

第四节　多道分析器的数据获取

多道分析器能以多种方式获取核辐射数据。这里介绍一些典型的数据获取方法，以便有效地使用多道分析器。

1） 兴趣区 (ROI):Region of Interest.

13.4.1 单参数脉冲幅度分析

脉冲幅度分析是多道分析器最主要的功能。在前面几节中，也大都以脉冲幅度分析为例来说明存储器的工作过程。这里再进一步说明进行脉冲幅度分析时的简化框图（图13-4-1）和主要工作波形（图13-4-2）。

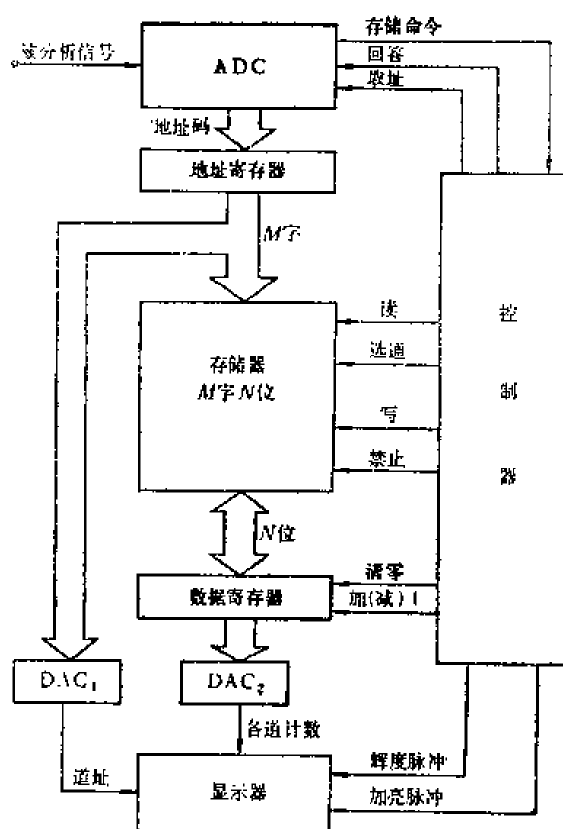


图13-4-1 幅度分析简化框图

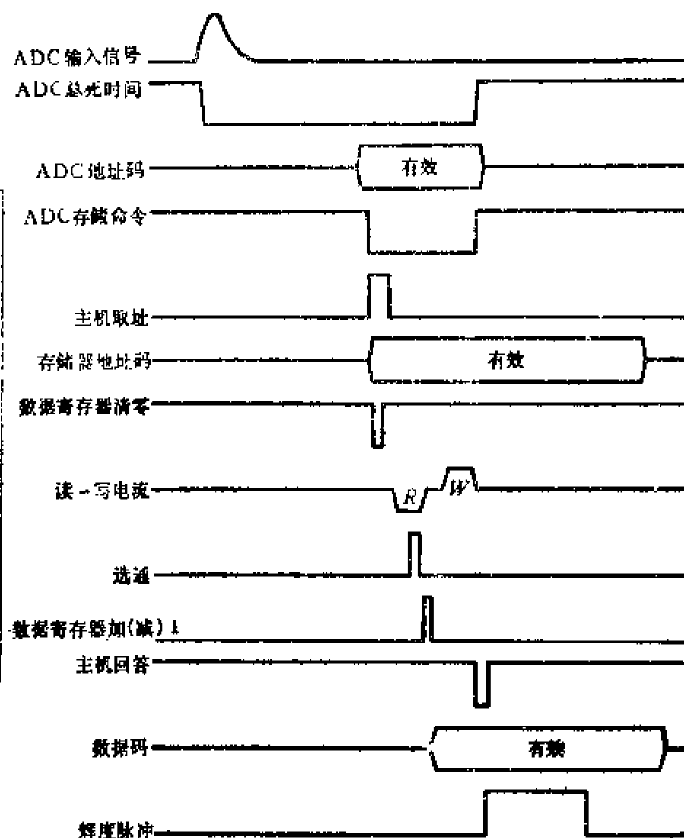


图13-4-2 幅度分析时的主要工作波形

单参数脉冲幅度分析是用一个ADC测量一个输入端的脉冲信号幅度谱。

输入的被分析信号由ADC变换成数码。当变换结束时 ADC 向主机发出存储命令。如果存储器没有被占用，主机立即响应，并由控制器给出取址信号，把ADC 输出的地址码送到存储器的地址寄存器。接着控制器给出读信号和选通信号，按道址取出该道的已有存数到数据寄存器上，进行加 1 计数。控制器再给出写信号和禁止信号，将数据寄存器上的新数写入该道中去。存储结束后，主机给ADC发出回答信号，解除 ADC 的死时间，允许分析下一个信号。

存储器的地址寄存器和数据寄存器的数据码分别经过DAC_1和DAC_2变换成模拟电压，并由偏转放大器进行放大。在偏转电压都达到稳定值后控制器给出辉度脉冲，在 CRT 上显示一个亮点。

幅度分析的测量结果就是把输入脉冲按幅度分类，记入各道。道址m正比于脉冲的幅度V：$m=V/H$，H为道宽。各道中的存数n表示这个幅度间隔内的脉冲数目：$n=(dN/dV)H$，(dN/dV)是信号的幅度概率密度。存储器的内容显示在CRT屏幕上就是“单参数幅度谱”。这是一个两维的谱形曲线（参看表13-4-1）。

13.4.2 多分析器测量

把多道分析器的M道存储器分成若干个区，假设分为8个区，每个区的道数$S=M/8$。用一个ADC对输入信号进行测量。在第一段时间内测得的幅度谱存放在第1个存储区中。在第二段时间内测得的幅度谱存放在第2个存储区中。这样依次测量，一直到测完8个区后结束。这种自动测量方式，称为多分析器测量。它可以用来测量幅度谱随时间的变化情况。也可以用来巡迴检测不同样品或不同位置的核辐射谱。

在核物理测量中，有时要测量多种同位素的复杂能谱。例如裂变产物的能谱，包含有各种不同半衰期的同位素。需要在不同时间对样品的能谱进行反复测量，再通过计算得到各种同位素的含量。这一测量过程便可以用多分析器测量方式自动进行。又如，在需要对多个放射性样品连续测量时，可以利用自动换样品的装置和多分析器测量方式来完成。

在进行多分析器测量时，主机地址寄存器的高位用作分区码寄存器；低位用作道址码寄存器，用它来接收ADC发送过来的道址码。分区码寄存器要接成计数式寄存器。如图13-4-3所示，每一个计数脉冲使分区步进一区。计数脉冲可以采用多道分析器内部定时器产生的时钟信号，也可以采用外来的分区步进信号（如由样品自动装置来的，表示样品已放好的信号脉冲）。

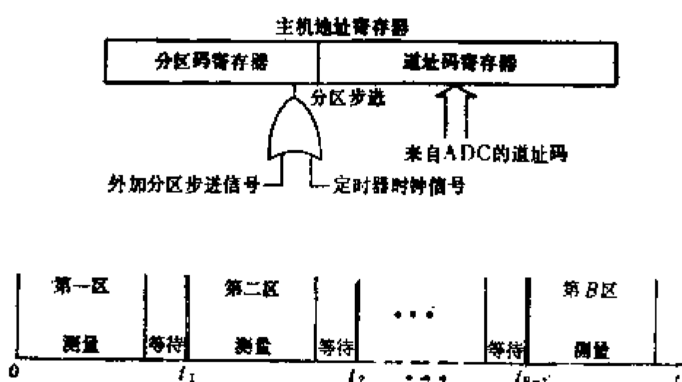


图13-4-3 多分析器测量原理图

有的多道分析器，各个被分析信号应存入的分区还可以由外控信号随机选择，这种多分析器测量方式就不是一个分区测完再测另一个分区，而是各区同时测量，由在时间上和各个被分析信号同时输入的外控分区码来选择分区。称为多维符合分析。

13.4.3 多路脉冲幅度分析

这种测量功能就是由一台多道分析器同时分析多路信号的脉冲幅度谱，分析结果分别存入几个分区内。

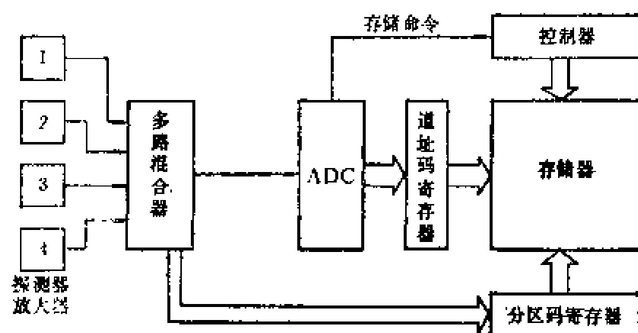


图13-4-4 四路脉冲幅度分析示意图

为了实现这样的测量功能，可以用一个ADC为多路输入信号服务，也可以每一路信号各用一个ADC。下面对这两种方式分别进行讨论。

1. 用一个ADC和多路混合器测量

图13-4-4是四路脉冲幅度分析示意图。多路混合器[1]对各路输入

1) 多路混合器：Multiplexer

信号采取先来先服务的方式。在某一路先有信号输入时，随即封锁其余各路信号，只让这一路的信号进入ADC，并给出分区码，使这一路信号存入对应的分区。对于四路混合器，应给出两位二进制分区码，对应多道分析器的四个分区。这种工作方式，从整个系统看是同时分析各路信号，实际上某一时刻只是分析其中一路信号。

由于放射性信号出现的时刻是随机的，即使几路输入的计数率都很低，在某一路信号尚未分析记录完毕时就可能有另一路的信号进入混合器。我们可以在每一路中设置一个模拟存储电路–展宽器。如果信号输入时，前一个信号尚未分析完毕，信号的幅度信息就保存在展宽器里。等待前一个信号分析记录完毕再分析这个信号，但这种办法线路较繁。一般的多路混合器没有模拟存储功能，只有把在死时间内进入各路的输入信号都丢弃，然后进行死时间校正。

图13-4-5是一个四路输入混合器的原理图。每路有一个输入缓冲器，各路共用一个输出缓冲器。输入缓冲器起各路间的隔离作用，输出缓冲器起驱动负载的作用。某一路输入了信号，经过甄别成形给出一个脉冲加到线性门控制电路，使其它各路的线性门关闭。随后，ADC在分析这一脉冲时，它的死时间信号也送到线性门控制电路，继续禁止各路线性门开放。

开关各路线性门的信号同时送到分区码编码电路，产生分区码送到主机。保证各路信号存入各路对应的分区，互不干扰。

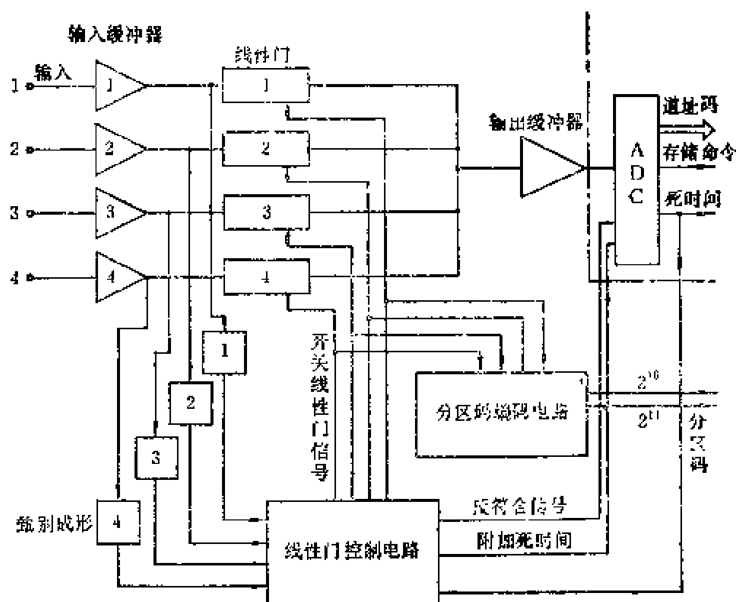


图13-4-5 四路输入混合器框图

如果某两路同时出现输入信号，即两路信号之间的时间差很小，以致来不及相互封锁，两个线性门都放过了输入信号。这就会使测量过程引起混乱。线性门控制电路在同时接到两路信号时产生一个反符合脉冲加到ADC，使ADC不分析这两路重迭的信号。线性门控制电路还同时给ADC输出一个附加的死时间脉冲，把处理这种信号的死时间计入总死时间。

2. 用多个ADC测量

图13-4-6是用两个ADC对两路输入信号同时进行脉冲幅度分析的原理框图，分析结果分别记录到各自的存储区。

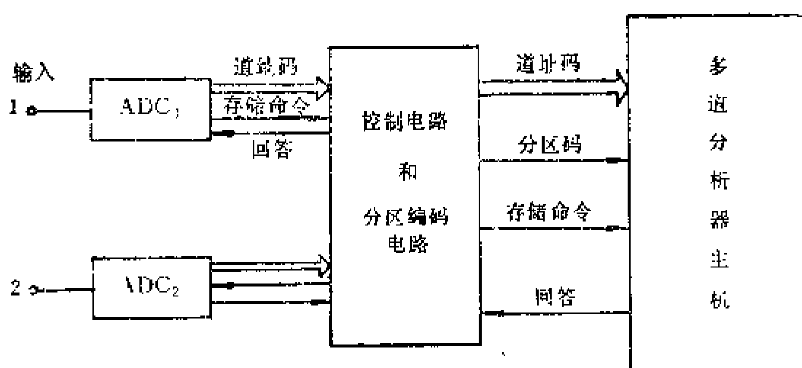


图13-4-6 用两个 ADC 同时分析的框图

采用了两个模数变换器，

两路信号可分别进行变换，不必互相封锁。即使两个ADC同时发出命令，存储器可以存完一个再存另一个，由于存储器的工作周期通常比变换时间小得多，因此增加的死时间是很有限的。所需的控制电路也很简单，只要解决存储命令的排队问题和分区码的编码问题就可以了。

自然，采用多个ADC成本较高。在低计数率的情况下还是用多路混合器的办法经济。

13.4.4 双参数脉冲幅度分析

单参数脉冲幅度分析所测的谱，x轴代表脉冲幅度，y轴代表各道计数。这是个两维谱，或称单参数谱，因为这个谱只表示各道计数n和一个单一的参数（x轴所代表的脉冲幅度V）间的关系：$n=f(V)$。在核物理工作中，有时需要确定由两个参数决定的各道计数。这两个参数可以是某两个有关粒子的能量，例如中子俘获时的n、γ谱，一个参数可以是粒子能量E，另一个参数是粒子在探测器中的电离损失率$\Delta E/\Delta x$，等等。总之，在双参数分析时要同时分析核事件产生的两个脉冲的幅度V_x、V_y，各道计数$n=f(V_x、V_y)$。

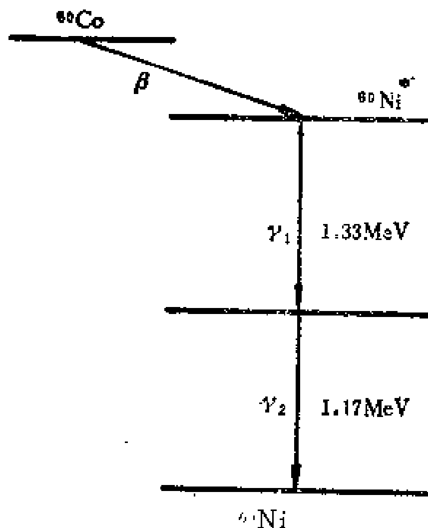


图13-4-7 ⁶⁰Co的衰变图

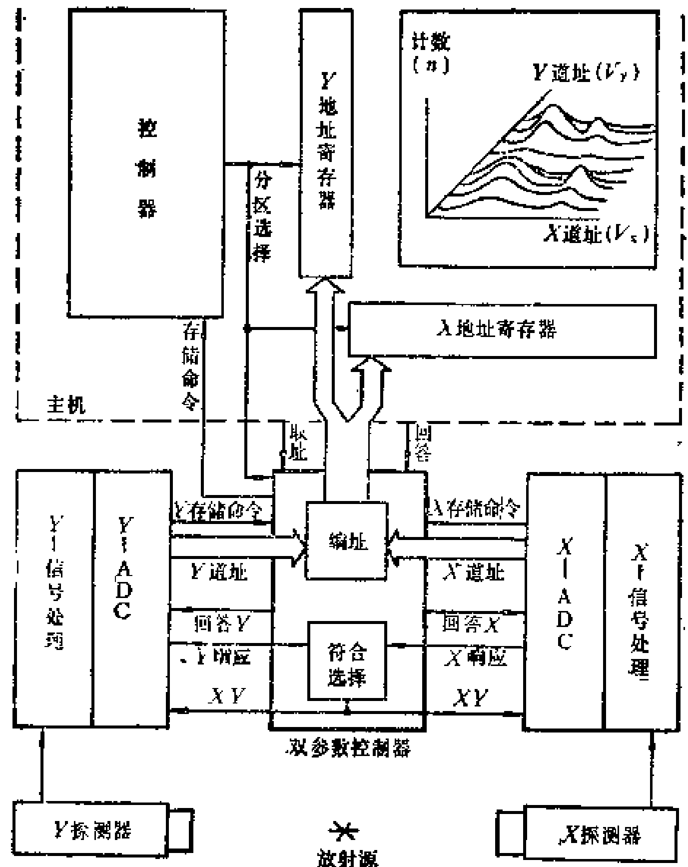


图13-4-8 双参数分析框图

为了说明双参数脉冲幅度分析的工作原理，我们用^{60}Co的两个γ射线（图13-4-7）来测一个双参数谱，其框图如图13-4-8所示。工作波形如图13-4-9，测得的谱形如图13-4-10。

为了测量同一次级联衰变的两个γ光子，需要对x探测器和y探测器的信号进行符合选择。当x-ADC和y-ADC接受到信号时，分别输出x响应和y响应信号到双参数控制器。控制器产生符合信号xy输送给两个ADC，使两者分别进行模数变换。如果x-ADC和y-ADC收到的信号在时间上不符合，不产生符合信号xy，两个ADC都不进行变换。

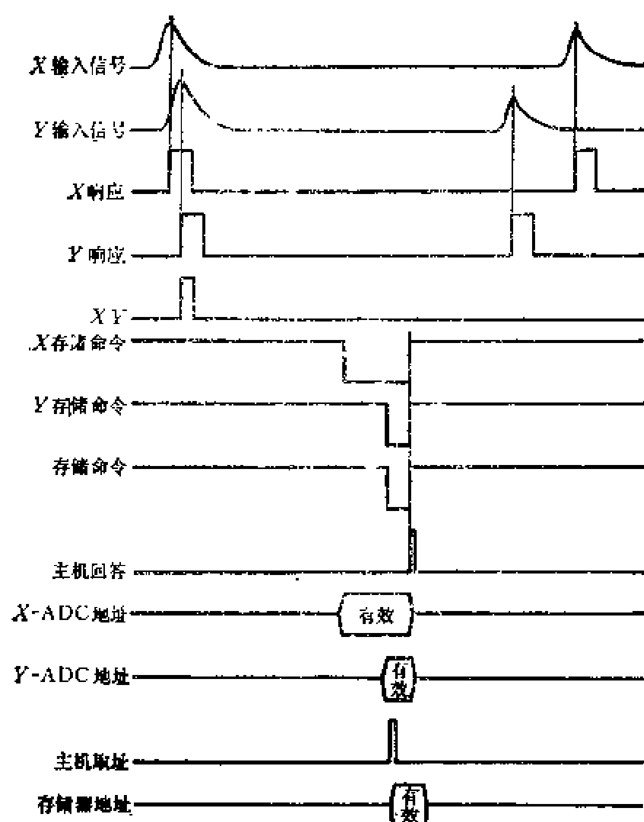


图13-4-9　双参数分析主要工作波形

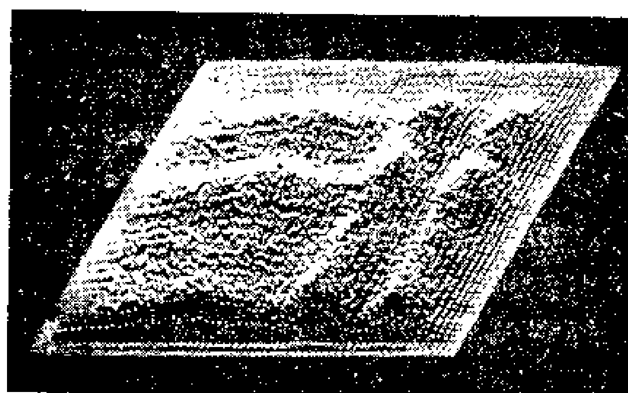


图13-4-10　^{60}Co的级联γ双参数谱
(用国产FH-450型多道分析器测量)

两个ADC变换完后先后给出存储命令并使地址有效。在两ADC的存储命令都产生时，双参数控制器向主机发出存储命令。主机取址后存储器地址有效。存储完毕主机给出回答信号经双参数控制器到两ADC。

双参数分析时的存储地址由x-ADC给出的x道址和y-ADC给出的y道址共同决定，所以测出的是三维立体谱(图13-4-8右上角)。道址平面是x道址(V_x)和y道址(V_y)组成的幅度场。各道计数是信号在幅度场中的概率密度$dN/(dV_xdV_y)$和道面积$H_x \cdot H_y$的乘积，这里H_x和H_y分别为x-ADC和y-ADC的道宽。

主机中存储器地址寄存器分成两部分：低位作为x地址，高位作为y地址，分别接收x道址和y道址。x、y各取多少道由主机的分区开关选择，例如可以选择64×64，32×128等等。x-ADC的道址码总是从存储器的最低位起输入，y-ADC的道址码按分区选择的情况不同从存储器的不同位次起输入。在分区为64×64时，y-ADC地址码的2^0位送到存储器的2^6位，其余各位顺此发送。

从图12-4-10中可以看到有四个峰。如果x探测器测量到1.33MeVγ射线的同时，y探测器测量到1.17MeVγ射线，形成图中右下的峰。x探测器测量到1.17MeVγ射线的同时，y探测器测量到1.33MeVγ射线，则形成图中左上的峰。另外两个峰是由偶然符合引起的，一个是两者都测到1.33MeVγ射线的峰，另一个是两者都测到1.17MeVγ射线的峰。

从上面的例子可以看出，x参数和y参数各分成64道，存储器要4096道。如果两参数各分成1024道，存储器就要百万道以上。这就难以满足，可以采用特殊方法来处理(第十四章)。

13.4.5　多定标器测量

多道分析器的数据收集方式有两种基本类型：前面叙述的四种都属于幅度分析类型，道址由信号幅度随机选择。另一种类型是道址逐道步进，按时间顺序测量核事件，测量结

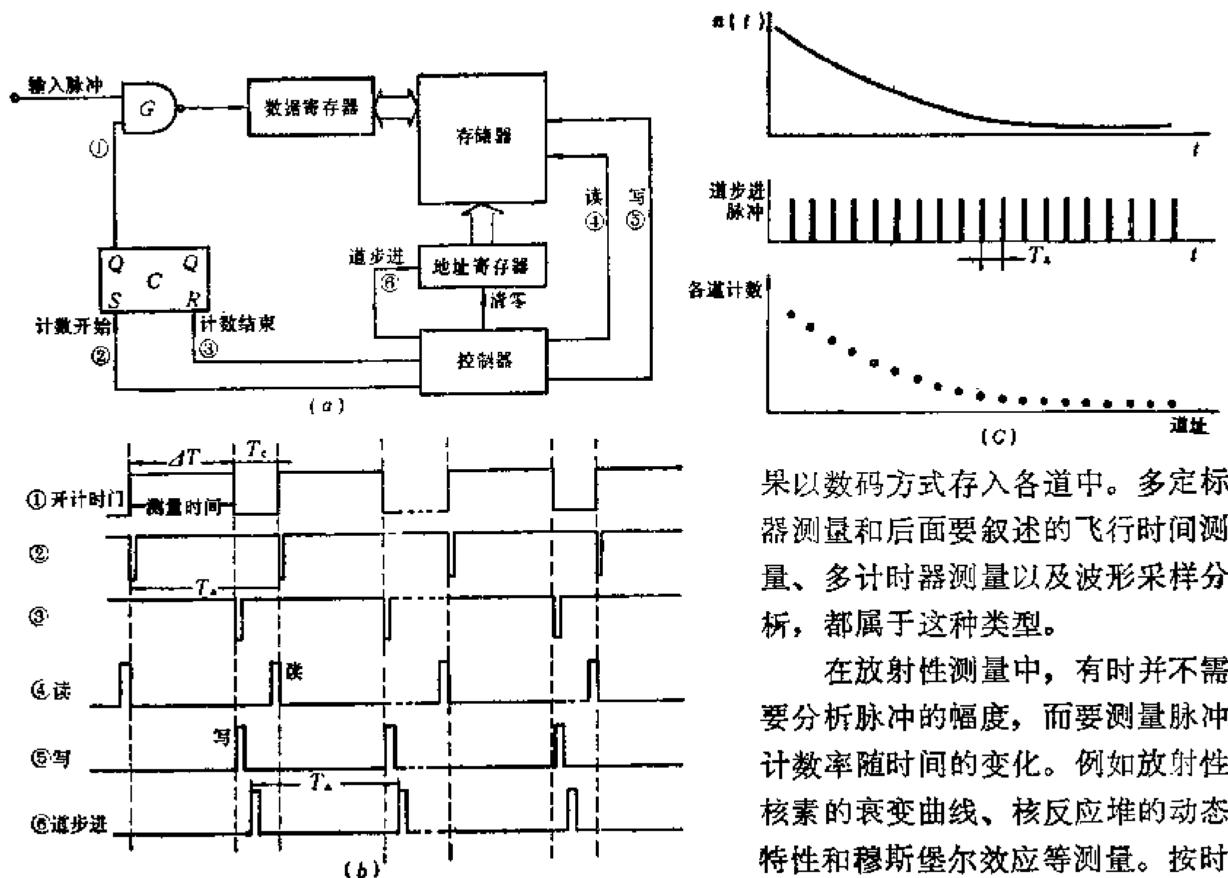


图13-4-11　多定标器工作原理

(a)　简化框图

(b)　主要波形

(c)　测量衰减曲线

果以数码方式存入各道中。多定标器测量和后面要叙述的飞行时间测量、多计时器测量以及波形采样分析，都属于这种类型。

在放射性测量中，有时并不需要分析脉冲的幅度，而要测量脉冲计数率随时间的变化。例如放射性核素的衰变曲线、核反应堆的动态特性和穆斯堡尔效应等测量。按时间顺序测量各段时间间隔内的脉冲计数，并依次记录在存储器的各个存储单元内的测量方式，称为多定标器[1]测量方式。

多定标器测量的工作原理如图13-4-11(a)所示。输入脉冲序列经过定时与门G送到数据寄存器进行计数。在测量开始之前，地址寄存器清零，测量时从所选分区的第0道开始。先由④把第0道的已有存数读到数据寄存器上，再由计数开始脉冲②把触发器C置成“1”状态。①开放定时与门G，输入脉冲便在数据寄存器上积累计数。达到预定的测量时间ΔT后，控制器发出计数结束脉冲③，把触发器置成“0”态，关闭定时与门。并发出写命令⑤把数据寄存器上的数写回第0道中。然后控制器发出一个道步进脉冲⑥，使地址寄存器步进到下一道，开始下一道的测量。道步进时间$T_A=\Delta T+T_c$。T_c为写读周期。这样继续进行到最后一道，测量就结束了。这是单次单向地址扫描。如果扫描到最后一道不停止测量，而是改为地址减1，扫描到0道才停止测量，称为单次双向道址扫描。

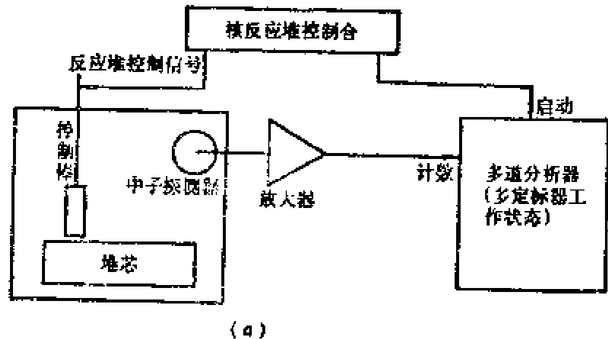
在多次循环测量时，道址扫描一次后又自动重复循环，直到达到预定的循环次数后才自动停机。在循环测量时常把第0道作为记录循环次数的计数器，而不作为测量道。

从图13-4-11(b)中可以看到，每次测量时间之后，都有一个“写入-道步进-读出”过程，所以在多定标器测量方式中，存储周期的时序和幅度分析或显示的时序不同，它是先写后读。但是对于开始计数的第一道，计数前需要一个单独的读操作。

1)　多定标器：Multiscaler(MCS)

图13-4-11(c)是用多定标器测量放射性核素衰变曲线的例子。在本例中，测量时辐射计数率 $n(t)$ 不断变小。为了扫描到高道址时在每道时间内有足够计数（以免统计误差过大），有的分析器的每道测量时间可以分段自动调节。例如分成三段，从起始道到 A 道，每道测量时间为ΔT，从A道到B道为$k_1\Delta T$，从B道到终止道为$k_2\Delta T$。A、B 道的道址和系数k_1、k_2可由使用者选择。

多定标器工作方式在核测量中的应用是非常广泛的。例如在核反应堆的动态测量中，就可应用多定标器测量。图13-4-12 是用多定标器测量反应堆动态特性的原理图。



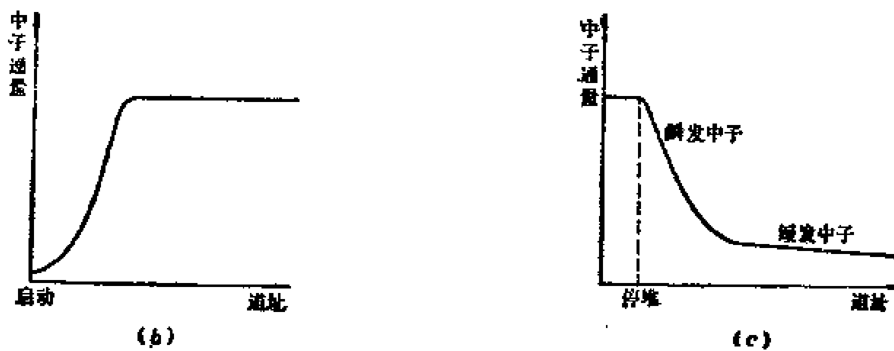


图13-4-12　用多定标器方式测量核反应堆的动态特性原理图
(a) 测量装置简图　(b) 反应堆启动特性　(c) 反应堆停堆特性

核反应堆在启动时，按照一定步骤提升控制棒，反应堆内的链式反应便逐步增加。达到额定运行的功率后，链式反应便达到一定水平。链式反应的强弱反映中子通量的大小。在启动和停堆的过程中，用多定标器测量堆内中子通量的变化，就得到反应堆的动态特性。停堆特性中瞬发中子和缓发中子的情况对于了解反应堆特性是很有意义的。

测量穆斯堡尔效应也是多定标器工作方式的一个重要应用。图13-4-13(a)是测量穆斯堡尔效应的原理图。设S为能放射无反冲γ光子的放射源，A为吸收体。S 相对于A 的运动速度为某些数值时，A产生共振吸收。γ光子经过A的吸收衰减后由探测器D测量，D产生的信号经放大器K放大成形，并经过单道分析器甄别后，送到多道分析器的多定标器输入端进行脉冲计数，放射源S 在控制器的作用下围绕稳定位置作变速运动。不同时刻，源 S 有不同的速度 v，如果在不发生共振吸收的速度上，探测器测得的强度为 I_0，则在发生共振吸收的速度上测得的强度I就比I_0明显的降低。

用多定标器测量穆斯堡尔谱时，其中一种方法是，从多道分析器中引出多定标器测量时所用的道步进时钟脉冲，经过分频后控制放射源的运动速度作周期性变化。每一周期的开始发出一个同步信号启动多定标器道扫描，多道分析器的道址(m)和放射源S 的速度(v)之间便建立了确定的对应关系。各道计数和道址的关系就是共振吸收和放射源运动速度的关系。图13-4-13(b)为^{57}Co 发射的14.4keVγ 射线为铁箔吸收后的一个穆斯堡尔谱，它是在放射源作等加速运动时测得的。

13.4.6 飞行时间测量

在核物理测量工作中，中子能量常用飞行时间法测量。在低能核物理中，核反应和核裂变发生的中子能量一般低于几十 MeV，而中子的静止能量大于几百MeV，所以相对论效应很微弱。中子能量用 $E_n=\frac{1}{2}m_nv_n^2$ 来推算误差很小，式中m_n为中子的静止质量，v_n为中子的运动速度。如果测出中子飞过距离 L 所需的时间 t_x，便可以求得中子的能量 $E_n=\frac{1}{2}m_nL^2/t_x^2$。

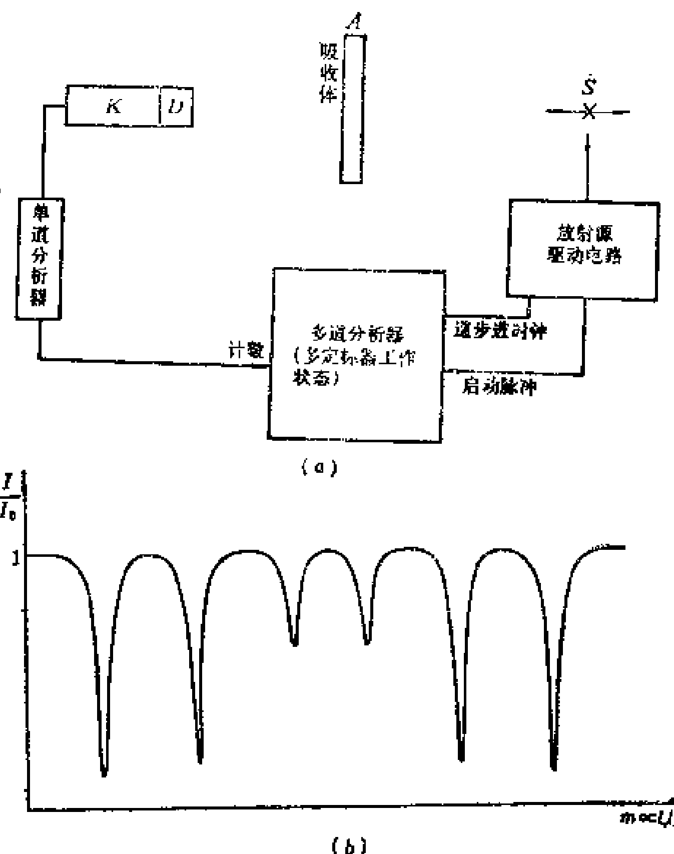


图13-4-13 测量穆斯堡尔效应的原理图
(a) 测量装置简图 (b) 吸收曲线

利用多定标器测量飞行时间的原理如图 13-4-14 所示。中子进入飞行通道时给出一个起飞信号，多道分析器开始测量。分析器道址步进扫描，道步进时间为 T_A。每次在 ΔT 内测到的中子脉冲数记入相应的道中。扫描到最高道后停机，等待下一个起飞信号到来后再进入下一次道址扫描。相应的道址数乘以道步进时间便是中子的飞行时间：$t_x=mT_A$。多道分析器测得的各道计数和道址的关系便是飞行时间谱。但是，多道分析器的道步进时间应比每道写、读时间长，这样的方法只能测低能量的中子能谱。例如在飞行通道长20米时，在存储器写、读周期为 2μs，道步进时间取10μs 的情况下，能量大于 10keV 的中子都挤在第 1 道（如果是从第 1 道开始扫描），进入第 2 道的中子，能量约为 2—10keV，分辨率极差。进入第 11 道的中子能量 81—100eV，分辨率也只有20%。所以这种方法只能测量慢中子。

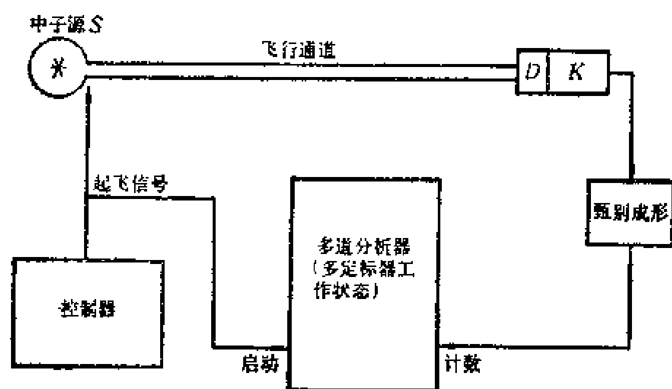


图13-4-14 多定标器测量慢中子飞行时间的原理图

为了测量能量更高的中子能谱，可以改变测量工作的程序。如图13-4-15，(a)是简化框图，(b)是主要工作波形图。测量装置与图13-4-14一样，但起飞信号和中子脉冲的作用不同。高频石英时钟发出的脉冲，经过控制门G和分频器 D 后作为时钟脉冲④，加到地址寄存器的计数输入端，使道址步进，时钟脉冲的周期就是时间道宽。起飞信号把RS触发器置“1”，开放控

制门G，开始计时。中子到达探测器时产生的脉冲把RS触发器C置"0"，关闭控制门G，结束计时。中子脉冲同时触发存储器产生一个"读-加1-写"的时序。这样，地址寄存器上的数码m乘以时间道宽就是中子飞行时间，此中子即存入m道。这种方法在道址步进时不进行读写，因此时钟频率可以用得较高。但是中子到达以后要中断时钟，进行存储，所以对于每个起飞信号只能记录一个中子脉冲，测量效率较低。在地址寄存器最高工作频率为20MC/s时，可以测量的中子能量可达几百keV。相当于中能中子能量范围。至于快中子，通常是用时幅变换器或时间-数字变换器进行测量(第十章)。

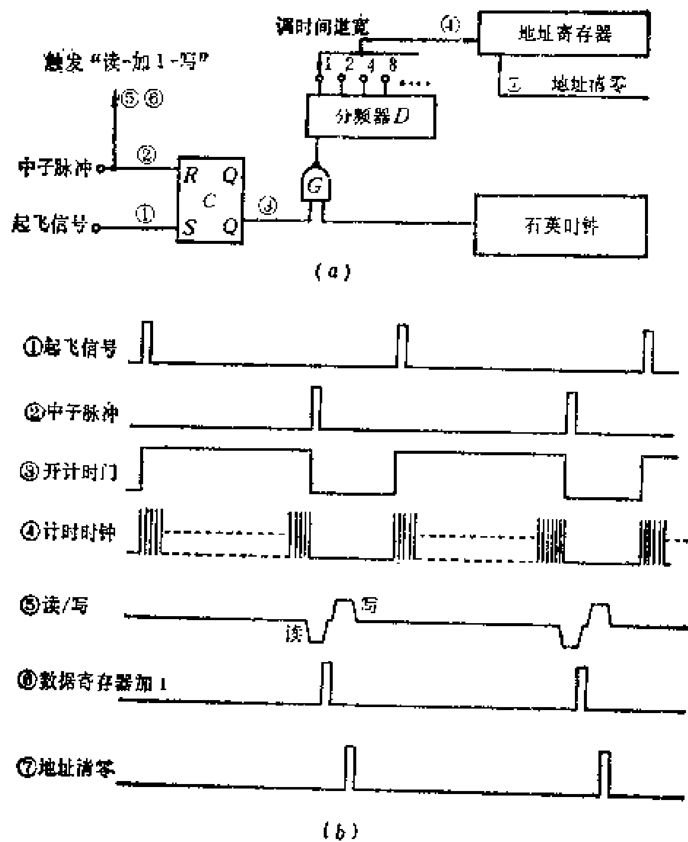


图13-4-15 中能中子飞行时间测量原理图
(a) 简化框图 (b) 主要工作波形

13.4.7 多计时器测量

多计时器测量就是测量输入信号时间间隔随时间的变化情况。譬如，有一个脉冲序列，相邻脉冲之间的时间间隔各不相同，多道分析器工作在多计时器方式时，可以测量脉冲序列的各时间间隔，并依次记录在各道的存储单元中。

图13-4-16是多计时器测量原理图。第k个信号输入时，控制电路被触发，首先给出计时结束信号⑤使C置"0"，封锁数据寄存器对时钟脉冲的计数。此时数据寄存器中的计数代表第$k-1$个和第k个被测信号之间的时间间隔T_{k-1}。控制电路随即给出写信号W将此数存入第$k-1$道。然后由③进行地址加1，由读信号R把第k道的已有计数读出来，再发出计时开始脉冲④将C置"1"，开放计时门G，进行计时。第$k+1$个信号输入时，停止计时，把数据寄存器中的计数存入第k道。如此逐道测量，直到最后一道为止。第k道的计数n_k和时间间隔T_k的关系为

$$n_k=\frac{T_k-T_c}{T_0}\text{或}T_k=n_kT_0+T_c$$

这里T_c是存储周期，T_0是计时脉冲的周期。调节分频器可以改变T_0。

可以看出，多计时器测量和多定标器测量的逻辑框图是相似的，只不过输入信号和时钟脉冲互换位置。多计时器测量的是各个输入信号的时间间隔，多定标器测量的是各段测量时间内的输入信号计数。

利用多计时器测量方法，只能测M个时间间隔，M为多道分析器道数。如果要得到时间间隔的概率分布，也只有利用这M个数据进行分类统计。要想直接测出时间间隔的概率

分布，就应向图13-4-15(a)那样将计时脉冲输入到地址寄存器来选址、存储。但是一般多道分析器的地址步进时间在微秒级以上，在测量比较短的时间间隔时可利用另外的高速定标器来计时，然后将所得数码送到多道分析器进行选址、存储。

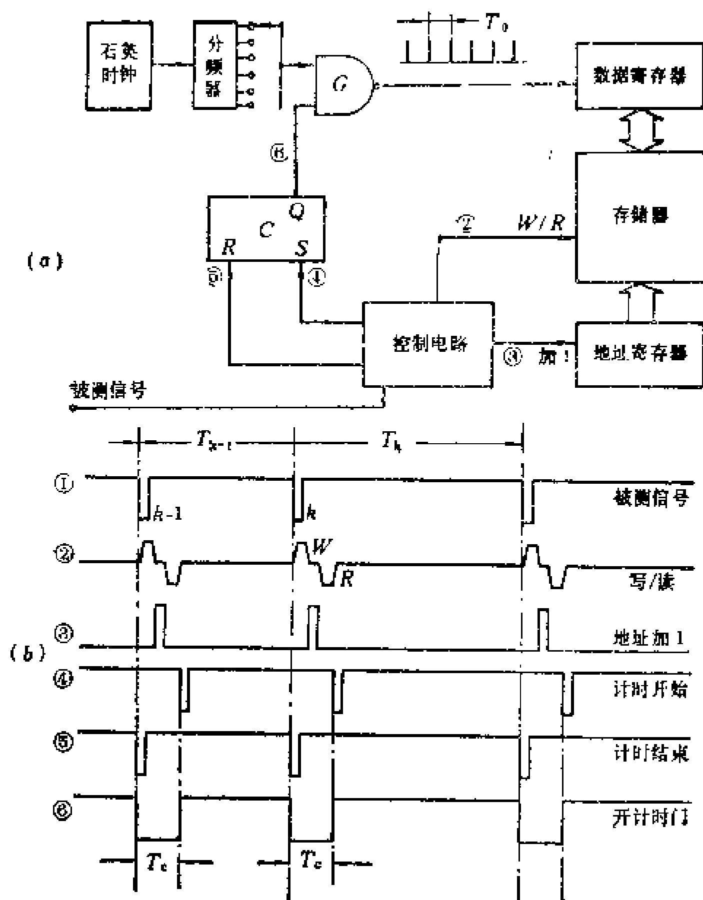


图13-4-16　多计时器测量原理图
(a)　简化框图　(b)　主要工作波形

13.4.8　慢变化信号的采样分析

前面讨论的都是测量脉冲信号，多道分析器还可以对慢变化信号进行采样测量：用采样脉冲采取慢变化信号的某个瞬时值，进行模数变换，再按一定的方式进行存储。采样脉冲可以是等周期的序列脉冲，也可以是由探测器来的时间上随机的脉冲。本书第十一章已经讨论了模数变换器的采样问题。下面讨论采样结果的两种存储方式：幅度分析式和波形记录式。

1.　幅度分析式采样

这种方式就是分析慢变化信号电平的概率分布。设在信号电平动态范围内共采样N次，在某电平V处的dV间隔内采样dN次，则在道宽H内的计数$n=(dN/dV)H$，正比于信号的幅度概率密度(dN/dV)。存储方式和单参数脉冲幅度分布时完全一样，由ADC给出的地址码选道存储。幅度分析式采样在非核测量工作中有广泛应用，例如在一定时间内统计温度分布、应力分布等等。表13-4-1最下面一图是叠加在直流电平上的慢变化正弦波的幅度采样分析结果。

用幅度分析式采样也可以进行穆斯堡尔效应的测量。图13-4-17画出了这种测量方法的原理。测量时，利用速度-电压变换器将放射源的运动速度正比地转换成电压信号v_1。由于测量穆斯堡尔效应时样品的运动速度的变化周期在0.1—10s的范围内，所以v_1是个慢变化的电压信号。把这个信号作为被测信号送到ADC的线性门（常关）输入端。探测器D输出的脉冲经过放大后，作为采样信号v_2送到ADC中的单道分析器输入端，单道分析器输出脉冲v_3使线性门在v_3宽度内开放，线性门输出脉冲v_4的幅度和输入慢变化电压在v_3宽度内的电平相等。对此脉冲按幅度分道存储，道址就代表放射源运动速度，各道计数代表不同运动速度时穿过吸收体的射线强度。当源的速度不能引起共振吸收时，探测器的输出采样脉冲较多，和这些速度对应的道计数便较高。发生共振吸收时（设对应于v_1等于V_{1A}、V_{1B}的速度）探测器输出采样脉冲较少，这些速度对应道的计数便较低。这样得到的计数-道址曲线便是穆斯堡尔吸收谱了。

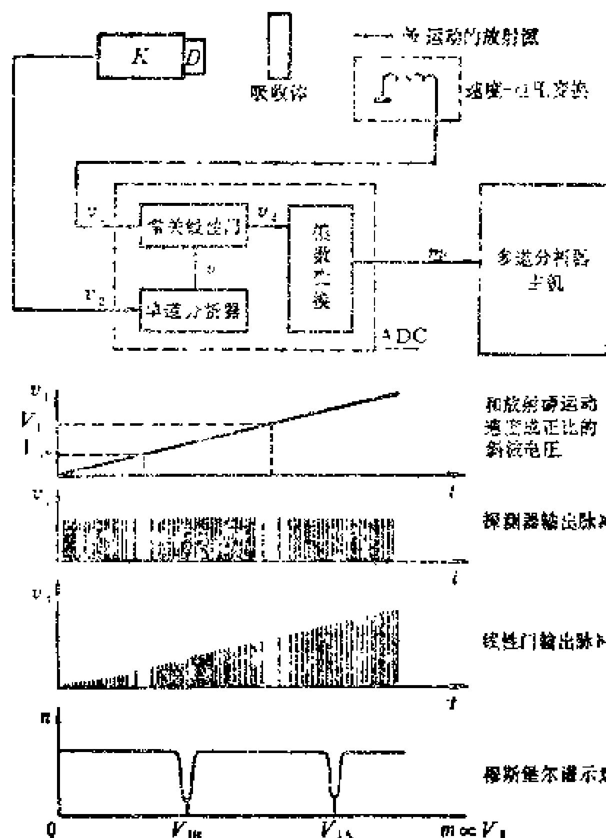


图13-4-17 用幅度分析式采样测量穆斯堡尔效应

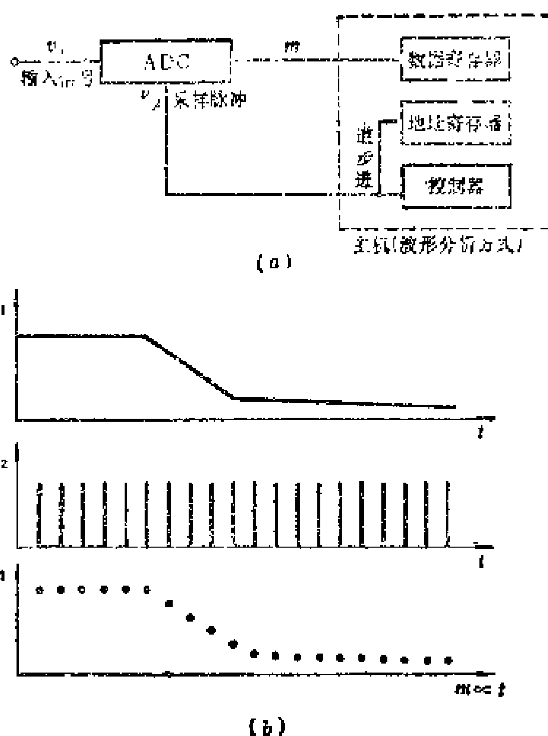


图13-4-18 波形分析原理图
(a) 原理框图 (b) 波形图

应用幅度采样分析方法测量穆斯堡尔效应时，只要电压和速度有较好的线性关系，道址轴便是良好线性刻度的速度坐标轴。在采用多定标方法时，道址匀速步进，就要求速度随时间严格线性变化。由于多定标器方法不必进行模数变换，可以允许高得多的计数率，所以测量效率高。由于近年来采用直线电机解决了匀加速问题，所以现在的穆斯堡尔谱仪一般都用多定标器方法进行测量。

2. 波形记录式采样

波形记录式采样测量(也叫波形分析)用周期脉冲对慢变化信号进行采样，得到幅度和采样时刻的慢变化信号电平相等的脉冲，经过ADC变换成数码m，作为存储内容依次存储在各道中。每采样一次道址步进一道。道址代表时间。各道计数n代表不同采样时刻的慢变化信号电平。显示出来就是被测信号随时间的变化波形。

波形分析的原理如图13-4-18。主机工作于波形分析方式，和多定标器方式类似地进行"写-道步进-读"的工作时序。每个采样周期开始时主机进行道步进扫描，每次道步进后给出采样脉冲加到ADC的采样输入端，对输入信号进行一次采样，ADC把采样结果进行幅度-数码变换。变换所得的数码送到数据寄存器(注意：不是作为地址码送到地址寄存器)，然后存入这一道中。这样逐道进行就记录了信号幅度随时间的变化波形。采样脉冲的周期（道步进时间）可以任意选择，但是必须保证大于模数变换器的死时间。

波形分析在核工程及生物医学工程等方面有广泛的应用。例如，在测量反应堆的动态特性时可以先用计数率表测量高强度中子脉冲，然后用波形分析法测量率表输出的电压。

这样可以在中子脉冲计数率很高时进行测量。又如，在生物物理中记录生物电的波形，每秒可采样几万次，比机械式记录仪表快。

13.4.9 数据积累的加、减和触发减

多道分析器中的数据寄存器通常做成可逆计数器，它可以进行加1计数或减1计数。在测量时就可以实现数据的加法积累或减法积累。

分析器设置不同的数据积累方式是为了测量上的方便。例如在测量中为了扣除本底谱，可先以减法积累的方式测量本底，然后再以加法积累的方式测量待测谱(包括本底)。测量结果就是已扣除本底的待测谱形了。当然这种进行两次测量的方法只适用于本底不变的情况，而且两次测量所用的活时间应当相等。

多道分析器的加、减计数方式可由面板上的开关控制，多数也可以由电平实行遥控。有些多道分析器的加、减，还可以由脉冲进行控制而执行"触发减"的功能[1]。在使用这种数据积累方式时，如果和被测信号出现的同时，在"触发减"输入端也有脉冲输入，这个信号就以减方式积累，否则便以加方式积累。这相当于在测量过程中将需要加法计数和减法计数的信号分别计数并使两者相减。在测量中存在快变化本底而不能分两次测量来扣除时，或实际条件不允许两次测量时，可以利用触发减功能，进行一次测量就同时扣除了本底。例如用符合法测量^{60}Co的源强时，如果存在快变化的本底或不能重复测量的本底时，可以如图13-4-19那样利用触发减功能。^{60}Co放射源S发射的级联γ射线被探测器D_1和D_2记录，探测器D_1的经过放大后的信号v_1直接送到ADC进行脉冲幅度分析，ADC处于瞬时符合工作状态。从D_2输出的脉冲v_2作为符合脉冲。如果v_2直接送到ADC的符合输入端，测量到的计数就不仅包括真符合，也包括了偶然符合。为了扣除后者，我们让D_2输出的脉冲送到一个符合控制电路。符合控制电路输出两路信号：送到ADC的符合脉冲v_F和送到多道分析器主机的触发减信号v_{TS}。v_F是双脉冲，v_{F1}和v_{F2}的距离大于ADC死时间。如果D_1输出的脉冲v_1与v_{F1}同时出现(图中v_1第1个脉冲)，它就被ADC接收，并且多道分析器以加的方式积累；它包括了真符合计数和由v_{F1}和v_1产生的偶然符合计数。如果D_1的脉冲v_1和v_{F2}同时出现(图中v_1第4个脉冲)，则它亦可被ADC接受，但被多道分析器以减的方式积累；因

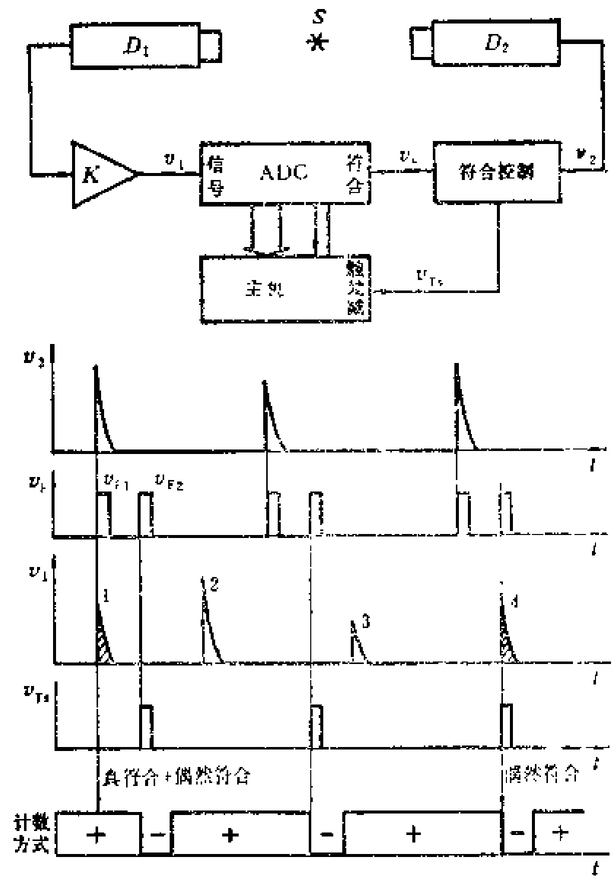


图13-4-19 触发减功能在符合测量中的应用

1) 触发减：Trigger Subtraction

表13-4-1 多道分析器的各种数据获取方式示例

数据获取方式	各道计数 n	道址 m	测量结果示例
单参数脉冲幅度分析	信号的幅度概率密度$\frac{dN}{dV}$和幅度道宽H的乘积 $n=\frac{dN}{dV}H$	幅度V和道宽H之比，即 $m=\frac{V}{H}$	
多路幅度分析 多分析器分析 多维符合分析	第i区或第i路各道计数为 $n_i=\frac{dN_i}{dV_i}H$ $(i=1,2,3,\cdots)$	设每区总道数为S， $m_i=\frac{V_i}{H}+(i-1)S$	
双参数脉冲幅度分析	设两参数为V_x、V_y，两ADC道宽分别为H_x、H_y， $n=\frac{dN}{dV_xdV_y}H_xH_y$	$m_x=\frac{V_x}{H_x}$ $m_y=\frac{V_y}{H_y}$	
多定标器测量 飞行时间测量	信号计数率$n(t)$和时间道宽ΔT的乘积 $n=n(t)\Delta T$	时间t和道步进时间T_A的比值，即 $m=\frac{t}{T_A}$	
多计时器测量	$n_k=\frac{T_k-T_c}{T_0}$ T_k为信号的第k个时间间隔 T_c为存储时间 T_0为计时时钟周期	$m=k$	
慢变化信号波形分析	被采样时的信号电平V除以道宽H $n=\frac{V}{H}$	时间t和道步进时间T_A的比值，即 $m=\frac{t}{T_A}$	
慢变化信号幅度采样分析	信号电平的概率密度$\frac{dN}{dV}$和幅度道宽H的乘积 $n=\frac{dN}{dV}H$	$m=\frac{V}{H}$	

为它只是偶然符合计数。由于v_F的成对出现，v_{F1}、v_{F2}引起的偶然符合计数统计相等，而两者分别以加法计数和减法计数，所以在经过一段足够长的测量时间后，测到的计数就是已经统计地扣除了偶然符合的真符合计数。当然，这样扣除本底的统计误差仍和单测本底再相减时一样。

综合上述各种数据获取方式，归纳为表13-4-1。

第五节　多道分析器的数据处理和数据输出

本章叙述的是主机不带电子计算机的多道分析器，它只能完成一些简单的数据处理。

1．**求计数和**

求计数和就是求所选某一段道址区域内各道计数的总和，设这区域的最低道为A道，最高道为B道，第i道的计数为n_i。则计数和S

$$S=\sum_{i=A}^{B} n_i \qquad (A\leqslant i\leqslant B)$$

多道分析器中的求计数和功能，通常用来求峰面积。

2．**剥谱**[1]

这种运算是在两个分区之间进行的。一个是转出分区，其各道计数用n_D表示；另一个是转入分区，其各道计数在运算前用n_A表示，接受转入数后用n_A'表示。剥谱运算就是把转出分区的各道计数n_D乘以指定的系数$\pm k$（由面板上的开关调节）后，加入转入分区的对应道中去，使转入分区的各道计数为

$$n_A'=n_A\pm kn_D$$

这种简单的剥谱功能一般用于粗略地从复合谱中分离出所需的谱。

3．**求积分谱**

在指定的A道到B道之间进行。运算前各道的计数为n_i，运算以后的计数为n_i'

$$n_i'=\sum_{j=A}^{i} n_j \qquad (A\leqslant i\leqslant B)$$

4．**求微分谱**

这是求积分谱的逆运算，用于把积分谱微分后得到原来的谱形。如果用n_i表示求微分谱以前的第i道计数。用n_i'表示求微分谱以后的第i道计数。当在A道与B道之间进行求微分谱运算时，有下列式子

$$n_i'=n_i-n_{i-1} \qquad B\geqslant i>A$$

$$n_i'=n_i \qquad i=A$$

5．**数据输出**

当输出各道计数或某道址区间内的计数和时(如峰下计数和)，可以输出给数字打印机、函数绘图仪、磁带存储器和磁盘存储器等。输出过程一般都采用应答式工作方式。图13-5-1是其流程图。

分析器从零道开始工作，首先读出存储器中的数据，然后判断该数据是否处在待输出

1）剥谱：Spectrum stripping

的兴趣区[1]。如果是处在兴趣区，就把这一道数据送到输出数据线上，然后向外部设备发出命令，令其接收数据。这时分析器处于等待状态。输出设备接收完毕向分析器发出回答信号。分析器得到回答信号后，判断是否读完了整个分区。"是"，结束输出；"否"，就读出下一个道址的数据，直到把全部数据都输出完。

如果在判断"是否兴趣区？"时，结果得"否"，就不读出数据，不向输出设备发出命令，径直经过"读完分区？"的判断，步进到下一道。

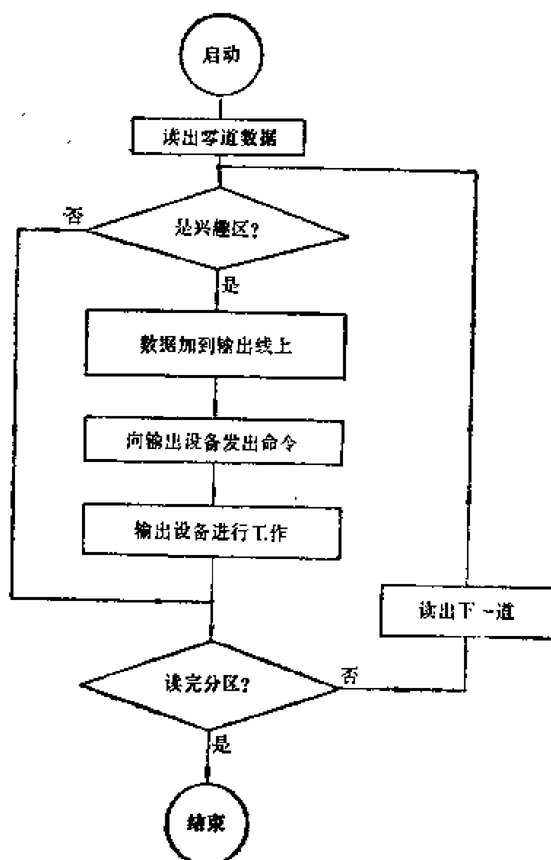


图13-5-1　数据输出流程图

第六节　稳谱器

用多道分析器测量能谱时，往往要测量很长的时间，希望整个谱仪系统有很好的稳定性。但是由于种种原因，例如谱仪系统中探测器高压的不稳定，放大器的不稳定，数模变换器的零点和变换系数的不稳定等等，都能引起系统的能量刻度曲线（道址和能量的对应关系）发生变化，如图13-6-1所示。这会使测得的谱形分辨率变坏，峰位发生移动。如果系统的稳定性指标不能满足测量任务的要求，就要采用稳谱器。

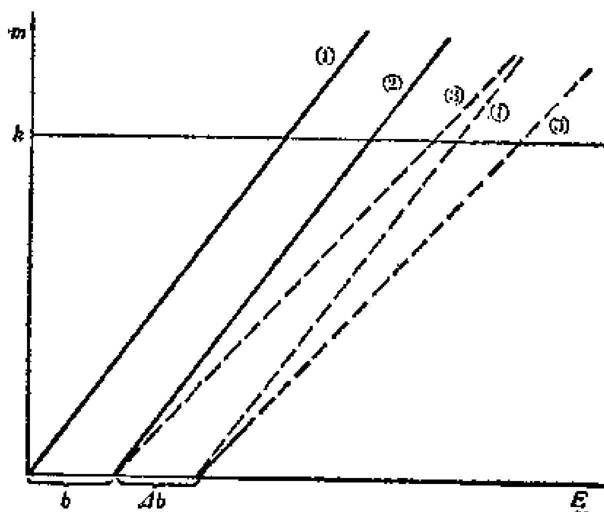


图13-6-1　能谱分析系统的能量-道址刻度曲线（设为直线）
①理想的刻度曲线（$b=0$）　②理想的刻度曲线（$b\neq 0$）　③—②的斜率发生变化　④—②的截距b发生变化　⑤—②的斜率和截距都发生变化

设能谱分析系统中能量E和道址m的关系可近似为一条直线（如图13-6-1）：

$$m=a(E-b)$$

式中a是直线斜率，b是能量轴截距。这是系统中经过各级传输和变换后的总效果。设某一级输入量X_i和输出量Y_i之间的关系为

1) 有的多道分析器，各兴趣区的标志和各道计数一起存入存储单元。

$$Y_i = a_i(X_i - b_i)$$

实现稳谱的方法就是自动调整某一级的a_i和b_i使整个系统的斜率a和截距b稳定。

由于 ADC 的零点和变换系数通常可用模拟电压调节，所以用来稳谱比较方便。按这种办法设计的稳谱器适用于各种探测器系统。为了稳定一条道址-能量刻度直线，通常要用两个标准参考信号或参考峰，分别位于高道址和低道址区。大参考信号或高道址峰作为调节变换增益的基准；小参考信号或低道址峰作为调节零点的基准。对于线性放电法的ADC，调节变换系数通常是调节线性放电电流。调节零点通常是调节ADC的零道阈。

13.6.1 用外加精密脉冲作为参考信号

这种方法是用频率较低的精密脉冲发生器产生脉冲信号与被测探测器信号混合，一起加入前置放大器或主放大器的输入端，由标准信号的道址码反馈控制电子学系统的零点和增益。

设在4096道分析器中，用落入128道的小参考信号v_L来稳定电子学系统的零点漂移，其工作原理如图13-6-2。精密信号发生器产生一个标准信号v_R的同时还输出一个同步信号v_{sy}。当有同步信号v_{sy}输入时，表示这时 ADC 分析的是标准信号，其地址码作为调整零点的基准。如果地址码2^7位是“1”，表示标准信号进入了128道或128以上的道。v_G通过选择电路给出的脉冲可以通过与非门G_1，给A点一个信号，零点调节器就把原点（第 0 道对应的信号幅度）调高一步；如果2^7位是“0”，则表示标准信号进入了128 道以下的道中[1]，由G_2给B点一个信号，调节器就把零点调低一步。这样稳谱的结果将使零点在正负一个步长的范围内摆动。在步长小于一道时，零点的摆动小于±1道；v_R则分别记入第127道和128道。在图13-6-2下方画出了v_R的计数和信号v_t的谱形摆动情况。

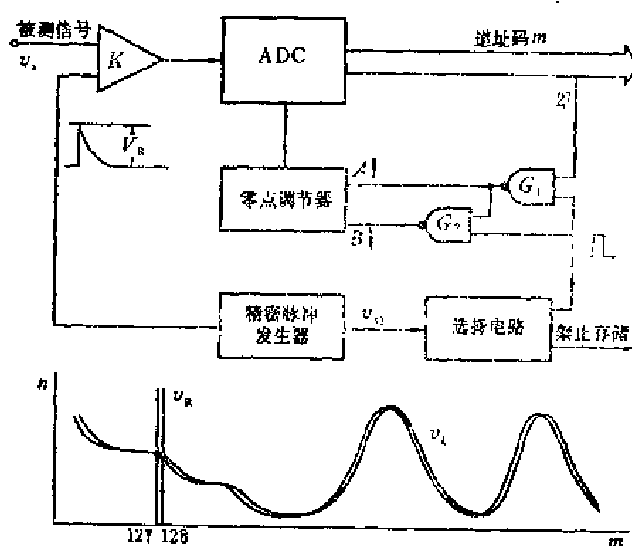


图13-6-2 用外加参考脉冲稳定零点的原理图

在测谱时如不希望参考信号被记录在谱中，选择电路在v_{sy}输入时发出信号禁止存储。以免干扰被测的谱形。在需要观察参考信号进入的道址时，改变选择电路里的开关可以不禁止存储。

用同样的方法可以稳定变换增益。例如，加大参考信号v_R的幅度输入到3840道和3839道之间的边界。以地址寄存器2^{11}、2^{10}、2^9、2^8四位相“与”后的输出取代图13-6-2中的2^7位输出，零点调节器换为变换系数调节器。同样，这个调节也是步进的，不断摆动的。

这种稳谱办法所能达到的最佳稳定性在±1步的调整量内。每步的调整量（步长）可由使用者在面板上选定。一般情况下要求调整速度大于漂移速度。调整速度就是每步调整

---

1) 在零点漂移不超过128道时，可以仅由2^7位是零就作出判断。

量和参考信号频率之乘积。参考信号通常用水银开关信号发生器产生，频率较低，为几十赫芝。由此可根据要求的调整速度决定每步的调整量，也就决定了稳定后的摆动大小。如果这不能满足测量时的稳定性要求，就要提高参考信号的频率。

13.6.2 用射线能谱中的峰作为参考信号

上述利用外参考信号作为稳谱的方法不能消除探测器的漂移，利用被测能谱中的低能部分和高能部分的两个峰可以稳定包括探测器在内的整个谱仪系统。如果被测谱中没有合适的能量峰，也可以人为地引入合适的放射性同位素来提供。图13-6-3是这种稳谱器的原理图。调整稳谱器时，在所选的参考峰两边对称的选取A、B两个道组，每组包括若干道，例如2道、4道或8道等。通过数字窗将这两个道组内的计数分别输入到可逆计数器，A组作加法计数，B组作减法计数。可逆计数器的数值经过DAC变换成电压，作为反馈电平。当系统的漂移使峰位左移时，A组的计数增加，B组的计数减少。可逆计数器中的数码增大，DAC输出电压升高，使ADC的变换系数加大，峰位向右调整。反之，当系统漂移使峰位右移时，A组计数减少，B组计数增加。可逆计数器中的数码减小，DAC输出的电压下降，ADC的变换系数减小，使峰向左调整。这种稳谱办法虽可稳定探测器D、前放PA、主放MA及ADC的全部漂移，但使用时较费事。

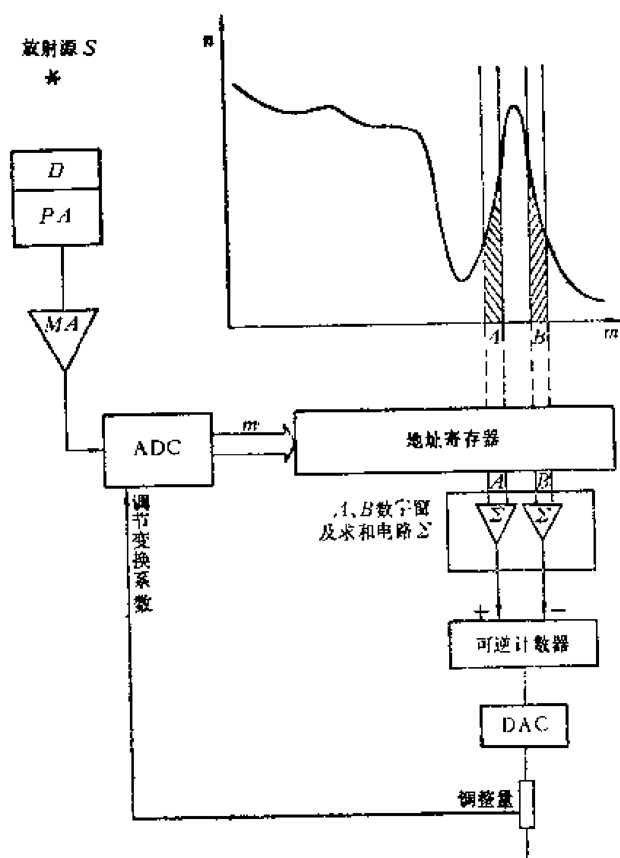


图13-6-3 用能谱中的峰作为参考标准的稳谱原理图

最后还需指出，现代的能谱测量系统中，电子仪器（放大器、ADC等）本身的漂移可以做得很小，高能量分辨率的探测器（如锗锂探测器）的漂移也很小，加之稳谱器的使用方法比较复杂，如果调整不当，并不能取得很好的稳谱效果，因而在Ge(Li)、Si(Li)能谱测量系统中已很少使用稳谱器。

第七节 多道分析器的自动测量

多道分析器内设有能够使测量过程自动进行的控制电路。

在幅度分析测量中，一般能够进行定时测量、定计数测量及测量结束后自动地进行求和、剥谱、数据输出等操作。上述操作也可以周期性的循环进行若干次，然后自动停机。循环次数通过面板上开关预先选定。

根据前面叙述过的多道分析器数据获取和处理功能，可以分成两种自动测试方式。

13.7.1 测量幅度分布时的自动循环

单参数、双参数幅度分析和幅度采样分析都是测量幅度分布，每一个循环包括两部分时间：测量时间和等待时间(图13-7-1)。

在测量时间内进行数据获取，通常有定时测量和定数测量两种方式。

1. 定时测量

面板上的开关通过预置时间电路选定每次测量所需的时间。在测量开始后，G_4 输出的时钟脉冲 CP 进入计时器计时。当计时器上的时间达到预置时间时，由计时比较电路给出信号到控制器，停止测量，转入等待状态。在图13-7-2上，石英时钟产生的信号由与门G_1控制，仅在测量时间内才可通过。停机时即关闭。如果利用实时间计时，G_2开放，在测量时间内石英时钟的脉冲就经G_1、G_2、G_4进入计时器。如果利用活时间计时，G_2关闭，在ADC死时间内不计时，计时器记录的就是活时间。利用活时间测量，可以校正计时损失。

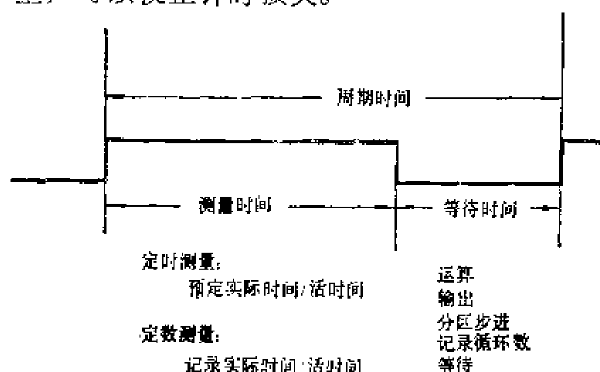


图13-7-1 自动测量幅度分布时的一个循环

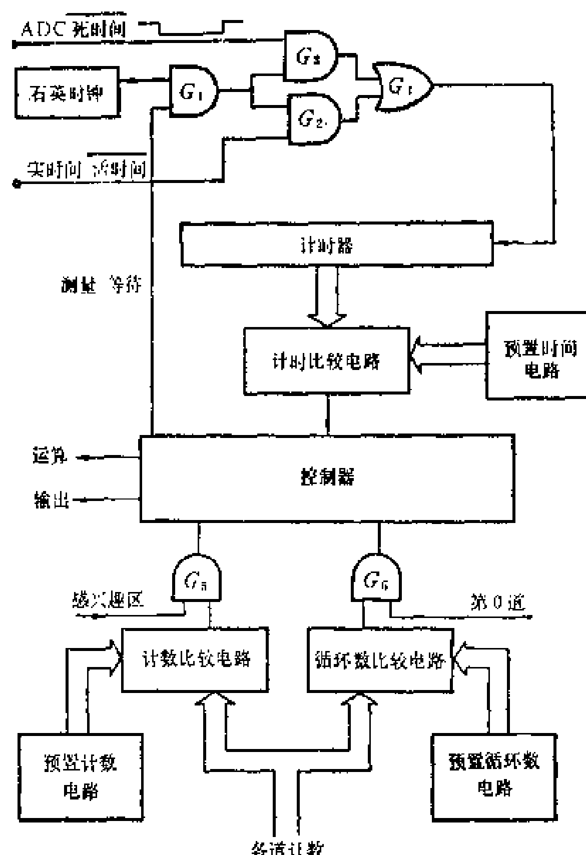


图13-7-2 自动测量原理框图

2. 定数测量

多道分析器的定数测量是在兴趣区任一道的计数达到预定计数时自动结束测量，转入等待状态。在进行定数测量时，通常先在谱中选择某参考峰的高度作为预定计数，调节兴趣区(可以加亮以区别其余道址)，使参考峰在兴趣区内最高。然后选定预置计数。在每次测量过程中，当参考峰达到预定计数时即停止测量，转入等待。

在定数测量时要同时计时，即由计时器记录测量时间并存储在某一道，例如第1道。这时第1道就用来记时，不用于测量谱数据。

3. 等待时间内执行的功能

在自动测量的等待状态里，按照需要可以执行各种功能。例如，

运算：求兴趣区内的计数和、求积分谱、求微分谱、剥谱。

输出：数字输出或模拟输出。全谱输出或部分(兴趣区)输出。

分区步进：多分析器测量时步进到下一分区。

等待：不执行功能，只等待预置的等待时间结束才转入测量状态。这一等待时间要留得足够长以便进行更换实验条件等工作。

在等待状态下要执行那些功能需由使用者预先安排好，并完成和外部信号、外部设备的连接。等待时间可以由面板上的开关选择。也可以不选用固定的等待时间而选择“最小等待时间”，即完成预定的功能后立即转入测量。有的多道分析器在选定测量时间后不是选等待时间，而是选每个循环的周期时间，则

等待时间＝周期时间－测量时间

对应于“最小等待时间”，也有一个“最小周期时间”可供选择。

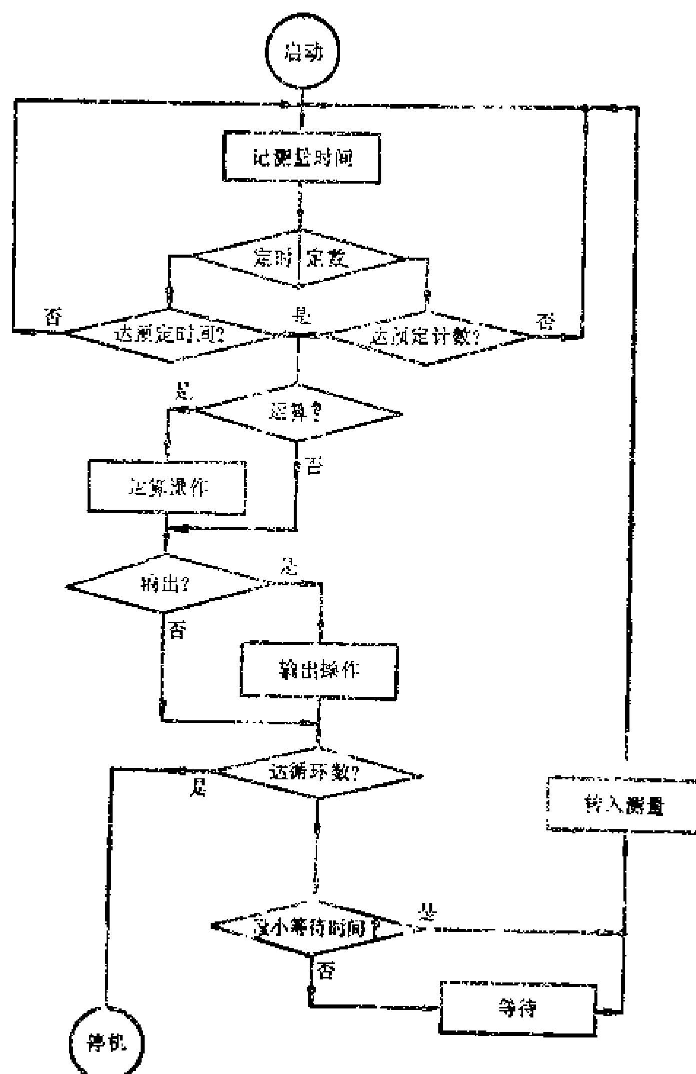


图13-7-3　幅度分析自动测量的控制流程图

自动测量每经过一个循环，就使循环数的计数器加1。通常是利用某一道（例如第0道）作为循环数计数器。当测量过程中达到了预定的循环数后，停机。

图13-7-3是幅度分析自动测量的控制流程，它概括了上面叙述过的测量过程。

13.7.2　测量时间函数时的自动循环

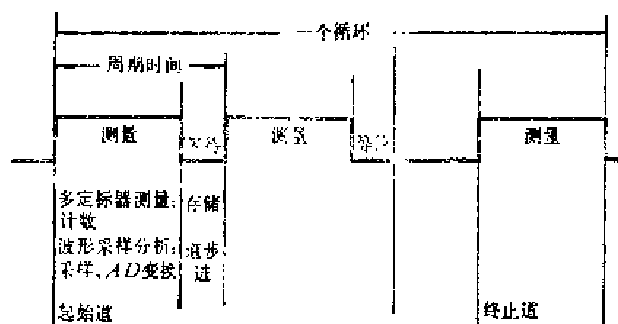


图13-7-4　自动测量时间函数时的一个循环

多定标器测量和波形记录式采样测量都是测量时间函数。在这种测量方式中，道址是随时间步进的。每个周期时间步进一道。从起始道步进到终止道算作一个循环（在双向扫描时要回到起道才算一个循环）。在每个测量时间内，只收集一道的数据，在每个等待时间内通常进行“写-道步进-读”操作，只需占一个存储周期的时间(图13-7-4)。

测量时间、周期时间和循环数的预置同图13-7-2。但是，由于在测量时间函数时都采用道址扫描方式，何时开始扫描需由信号启动；在手动启动时需保证与被测物理过程同步。在多次循环测量时，每一次循环都需同步。在被测物理过程的发生时间无法控制时，只有由被测对象发出启动信号来启动每一次循环，例如，利用同位素来测量心脏舒张和收缩过程时，由于无法控制心脏的跳动，只有由心电信号来使测量系统同步。当被测物理过程可以受控时，也可以用多道分析器的地址溢出脉冲（对应于道址扫描到最大地址后使地址全为0时）来同步被测物理过程。例如在测量气体放电过程时，可以由道扫描的地址溢出脉冲来控制气体放电。

第十四章　计算机多道分析系统

第十三章所叙述的多道分析器，由于全部使用专用硬件，处理数据的能力很有限，大部分的数据处理工作需要采用离线方式在电子计算机中进行[1]。在六十年代中期以后，随着小型电子计算机的迅速普及，越来越多地以小型电子计算机为基础来构成核能谱数据获取和处理系统。这种系统的优点首先是数据处理能力很强，系统输出的往往不是获取的原始数据，而是实验的最终结果。例如，对于γ谱仪系统，可以在获取谱数据后，经过分析，直接显示或输出各种核素的名称及其含量。当计算机"在线"工作时[2]，在数据获取的同时就可对数据进行分析和筛选，因而易于采用各种特定的方法获取和分析数据量很大的多参数谱。此外，有了计算机，还易于实现实验过程的自动化，而且系统比较灵活，更换少量硬件设备和使用不同的软件[3]，就可以使系统完成各种不同的实验功能。将各个测量系统和大型计算机可以联成一个网络系统，使得各个实验中心的硬、软件资源共享，大大地扩充了每个系统的数据处理能力。

近年来，由于微型计算机体积小、功能强而且价格便宜，使得核能谱数据获取和处理系统有了进一步发展。采用微型计算机可以构成轻便的数据处理功能较强的"智能多道分析器"。此外，很多个"智能多道分析器"与一台主计算机可以联成一个多用户的数据获取和处理系统。在这样的多用户系统中，数据的获取和数据的初步加工可以分别在各微型计算机中进行，而比较复杂的数据处理工作可以在主计算机中进行。

本章中首先介绍计算机多道分析系统的几种构成方式和实例。然后叙述谱数据的基本处理方法。最后对一种计算机标准接口系统——CAMAC作简单地介绍。

第一节　计算机多道分析系统概述

图14-1-1是计算机多道分析系统的示意图。其功能可以分信号处理和数据处理两大部分。为了把被测的物理量变换成计算机可以接收的数码，必须有一个物理量变换和信号处理系统。本书第一、第二部分叙述的就是这种系统的各种形式。为了充分发挥计算机的能

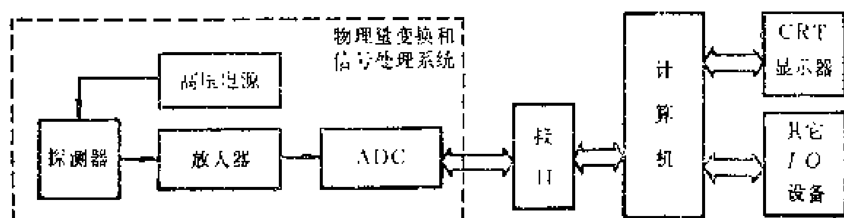


图14-1-1　计算机多道分析系统示意图
(I/O：　Input/Output，即输入/输出)

---

1)硬件：Hardware。所实际的电、磁、光元件组成的装置的总称。
　离线：Off Line
2)在线：On Line
3)软件：Software。与硬件相对而言，通常指计算机的程序、程序设计语言和操作系统等。

力，每台计算机可以联接多个物理量变换和信号处理系统，即一台计算机可以同时获取几个实验系统的数据。显然，我们可以把一个信号处理系统看成是计算机的一个专用输入设备，即一个专用接口[1]把它和计算机联接起来。信号处理系统输出的数据经过接口输入计算机。计算机又通过接口来控制信号处理系统的工作状态（如数据获取的开始、停止和调节信号处理系统的各种工作参数等等)。为了在数据获取过程中及获取完毕之后观察能谱曲线的形状，系统中都设有CRT显示器。在显示器上，可以显示能谱曲线的形状，说明谱特征的一些字符（例如，光标所在的峰中心能量、峰的净面积）以及获取时间等等。图14-2-2是一个CRT显示屏上显示的能谱曲线和字符。

14.1.1 计算机多道分析系统的基本功能

1. 数据获取

通常在计算机内存中开辟一个数据区[2]，用来存放获取的谱数据。获取的数据经过获取接口传送至数据区中。在获取接口中通常还有一个时钟电路。在获取开始时，时钟电路以活时间或实时间计时。

对于不同的物理实验，物理量变换和信号处理系统的参数可能需要进行不同的调节。例如，对于幅度分析系统，ADC的上阈、下阈、零道阈和变换系数（道宽）在不同的实验中需要改变。这可以采用三种办法来进行。一种方法是采用手动方式，直接调节ADC面板上的旋钮来改变ADC的工作参数。第二种方法是用计算机键盘通过人机对话的方式来对ADC电路进行外部控制。第三种方法是采用软件对数据进行加工，这等效地起到调节输入系统参数的作用。例如，每当ADC向计算机传送一个（或一批）数据时，通过程序把获取的数码和预先设置的数字窗进行比较，舍弃那些位于数字窗外的数据，这就相当于完成了选择ADC分析范围的功能。后两种方法的优点是，物理量变换和信号处理系统的工作参数可以由程序来调节，易于实现实验系统的自动化。第一种方法的优点是不需要程序执行时间。

数据获取可以用两种方式进行。一种是通过程序通道，一种是通过直接存储器存取通道(DMA传送)[3]。采用程序通道的方法时，一般是在ADC完成一次变换之后，通过获取接口向计算机提出程序中断请求[4]，计算机在响应中断时，要使正在执行的程序在合适的时刻暂停，然后接收信号处理系统送来的数据。所有这些处理可能要执行几十条指令，花费几十微秒到上百微秒的时间。这样就会使数据获取系统的死时间大大增加。DMA传送只需要几微秒时间，可以大大加快数据获取速度。图14-1-2画出了DMA传送的示意图。每当ADC变换完毕之后，DMA控制电路向计算机发出总线请求。计算机在完成正在运行的一个机器周期后，就把地址总线、数据总线和读写控制线让给DMA接口使用。DMA接口将ADC送来的地址码m加上内存数据区起始地址D后送入I/O总线中的地址总线，读出存于该地址的数据。由I/O总线中的数据总线送到DMA接口中，进行加1，然后写回原地

1) 接口：Interface。
2) 内存：内存储器。
3) DMA：Direct memory access，直接存储器存取。
4) 中断：Interrupt，中断的处理工作包括进入中断状态，保护现场、寻找中断源，设置屏蔽、执行中断服务程序(交换数据)、中断处理结束之后还要恢复现场，返回断点等。

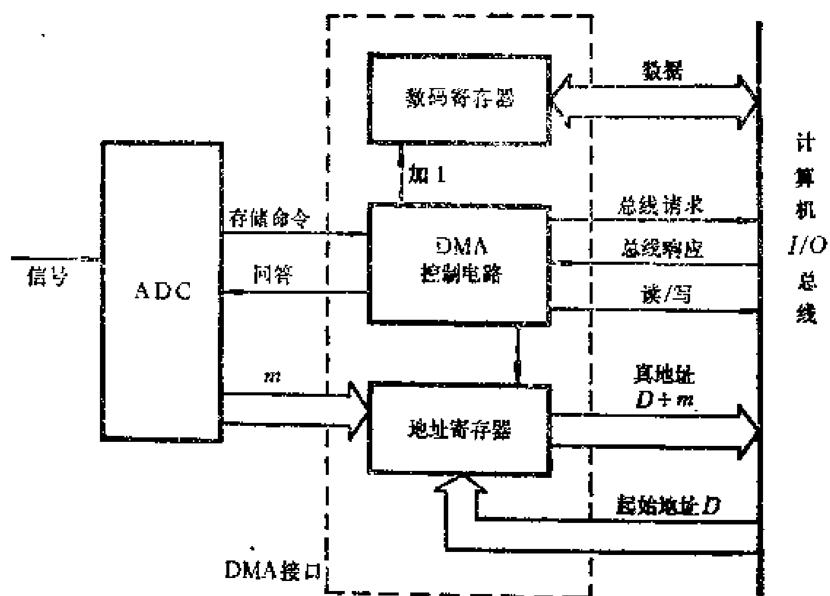


图14-1-2 多道脉冲幅度分析系统DMA传送示意图

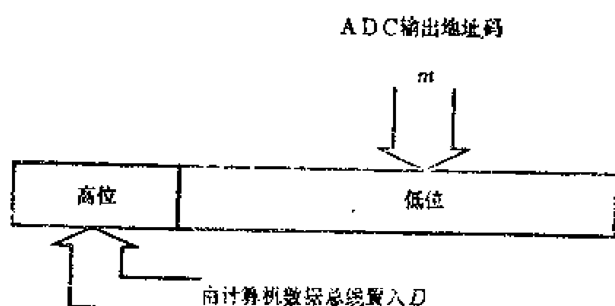


图14-1-3 DMA接口中的地址寄存器

址。这样就完成了一次存储过程。存储结束后，由回答信号通知 ADC 可以进行下一次事件的获取。由此可见，在 DMA 传送中，基本操作都是由硬件完成的。不需要执行程序，因而获取速度比较快，但接口电路较复杂。在 DMA 传送方式中，在数据获取开始之前，需将内存数据区的起始地址D经数据线送到 DMA 接口的地址寄存器，使所测谱从第D个存储单元存起。这是由于计算机中内存空间地址的最低部往往需要留给计算机本身作其他用途(如存放中断向量等)。所以数据区应放在某一较高起始地址D之上。我们以ADC变换所得的数码m作为地址位移量，以$D+m$作为真地址对存储器寻址，则数据区在内存空间中的位置为D—$D+m$(设每一道计数占一个字节)。为了获得真地址码$D+m$，与多道分析器中的分区码相似，可以在接口的地址寄存器高位置入数码D，(参看图14-1-3)。设m最大为4095，$D=4096$，则$D+m=4096$—8191。即所测4096道的谱存于内存的第4096到第8191单元。

2. 能谱显示

在第十三章我们讲过，一般多道分析器中都有一个显示器，在获取数据的过程中和获取完毕之后，可以在CRT屏上显示能谱曲线的形状。在计算机多道分析系统中，显示器更复杂一些，显示的信息更多。除了以二维、三维的图形显示能谱曲线之外，还以字符的形式在CRT屏上显示出数据获取条件(探测器号码、数据存储区号码和获取的活时间等)，谱曲线的特征数据（谱线水平轴和垂直轴的刻度单位，若干个可移动的光标、光标的水平位置和该道的计数），以及谱分析的部分结果（峰中心的道址或能量、峰的净面积和误差等)。

在计算机多道分析器中谱曲线的显示一般有三种方式：一种是点显示，谱线由很多个光点组成；第二种是矢量显示，谱线由很多个折线段组成；第三种是直方图显示[1]，谱线由很多个不同高度的垂直坐标线段构成。不论采用哪种方式，谱线上的每个光点（折线段或垂直线段）都和计算机存储器数据区中的一个数据相对应。屏上的每个字符也是由计算机内存中存储的数据产生的。如果显示器中没有存储器，要使屏上的谱线能够稳定的显示或不间断地再生，需要在显示器和计算机内存之间进行频繁的数据交换。例如，在屏上要显示由4096个光点组成的谱线时，如果谱线再生的重复频率是20次/秒，则需要以81920字/秒的速度向显示器传送数据，也就是说，大约每隔12微秒就需进行一次数据传送。采用有存储器的显示器或有存储性能的显示器件（如存储示波管）可以大大降低数据传输率，减轻I/O总线的负担。

由计算机内存向显示器传送数据可以使用程序通道，也可以使用DMA通道。在使用程序通道时，在显示程序控制之下，经由显示接口向显示器传送数据，在数据获取过程中，显示程序可以作为一个主程序运行，当被获取事件的数码需要传送时，就中断显示程序，把I/O总线转让给获取接口以便传送获取的数码。这样，获取接口和显示接口交替地占用总线，在获取的过程中可同时显示谱线，这就是上一章中讲过的常显示。为了保证获取速度，减少获取死时间，获取数据的优先级别要高于显示数据的优先级别，也就是说，只要获取数据有要求时，就应暂停显示，优先进行获取数据。

显示控制键包括：谱沿水平方向的展开，压缩和移动，光标移动，谱的重叠和比较，兴趣区的设置和清除，兴趣区加亮，谱数据在各存储区之间传送等。

3. 数据处理

计算机多道分析系统的最主要特点是具有很强的数据处理能力。例如，用作γ谱仪时，在数据获取完毕之后，可以立即转入数据处理，直接输出被测样品中核素的名称、含量和误差等最终结果。对于不同用途的系统，由于数据处理的数学方法不同，数据处理的程序就不同。但是对于一个已建造好的、有固定用途的系统来说，都具有面向规定用途的应用程序和相应的数据库。对于γ谱仪系统，应设置进行γ谱解析的γ谱分析程序，执行谱数据的分析功能。如：谱平滑、寻峰、能量刻度、效率刻度、求峰净面积、核素识别、核素定量分析等。这些功能以后还要仔细说明。

4. 数据输出

谱数据和处理的结果一般都是由计算机的标准输出设备来输出的。这包括打印机、磁带机、显示终端、纸带穿孔机、x-y描迹仪等等。必要时还可以通过计算机的通讯接口和计算机的网络系统联系起来。

5. 软件

计算机多道分析系统中配置的软件一般可以分为两大类：一般是计算机系统的标准软件，主要包括实时操作系统和程序设计语言等。操作系统是系统的资源管理程序，在运行过程中对存储器、中央处理机、I/O设备和信息进行管理。其它程序（包括系统的专用程序）都是在操作系统的支持下运行的，操作员可以通过键盘命令和系统对话。计算机标准软件中的程序设计语言(FORTRAN、BASIC等)为用户编制自己的数据处理程序提供了

1) 直方图：Histogram

有力的工具。系统中配置的另一类程序是能谱数据获取和处理的专用程序；包括数据获取程序、显示程序、能谱分析程序和相应的数据库。此外还包括一组应用程序，用于产生数据文件，修改和编制核素数据库以及将数据列表等等。一般说来，系统中配置的专用程序，例如能谱分析程序，都是以一定的数学模型为基础编制的。有时该数学模型不一定能满足用户的数据处理要求，因而用户常常需要编制自己的数据处理程序。为了给用户编制谱处理程序提供方便，在某些计算机多道分析系统中配置了一种专门用于能谱数据处理的程序设计语言。这种语言的特点是除了有象FORTRAN等高级程序设计语言所具有的数学运算能力之外，还具有一些谱数据分析功能，如平滑语句、寻峰语句、求净面积语句、重峰分析语句等等。此外这种语言还有很强的输入、输出功能和人机对话的能力。这些特点使得用户在编写自己的谱数据处理程序时非常方便。

14.1.2 计算机多道分析器的几种典型结构

现已研制出很多种计算机多道分析系统。按照系统中数据流动的途径不同大致可以分为单总线系统、多总线系统、CAMAC系统和分布式获取和处理系统几类。按照系统的数据获取和处理能力也可分成为单用户系统和多用户系统。下面我们对几种常用的系统的特点和结构作一些简单介绍。

1. 单总线系统

在一般的小型计算机中，中央处理机(CPU)是通过I/O总线与外部设备联系的[1]。I/O总线是各外部设备与CPU 通讯的渠道。地址信息数据和控制信息都经 I/O 总线传送。在某些型号的小型计算机中，不仅是 CPU 与外部设备之间，而且 CPU 与内存以及各外部设备之间的通讯也是由同一条总线进行的。在这样的计算机中，各外部设备之间的数据交换，外部设备与内存之间的数据交换，可以不通过 CPU 而直接在总线上进行。

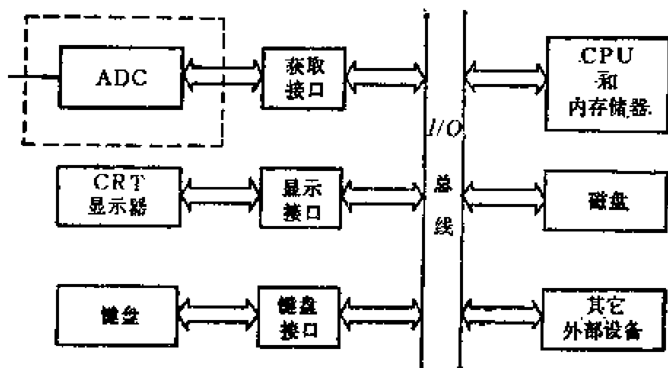


图14-1-4 单总线式计算机多道分析系统示意图

我们把 ADC 经过接口电路联接到只有一条总线的计算机上，就可以组成一个单总线计算机多道分析系统，如图14-1-4所示，在这样的系统中，在进行数据获取、能谱显示、数据处理和数据输等四种基本操作中，数据和控制信息流都是经过同一条I/O总线进行传送的，这是单总线系统的主要特点。单总线系统的硬件结构比较简单，但是由于各种数据流都流经同一条总线，使得单总线在传送信息时很“拥挤”，象一个瓶口一样阻塞了各种数据流的传送。这就限制了整个系统的功能，尤其是降低了计算机的工作效率，使它不能充分发挥其应有的能力。举例来说，在几个用户同时获取数据和显示时，如果获取的数据率比较高，有可能获取数据流和显示数据流在时间上完全占用了总线，没有空闲时间来执行

1) 中央处理机、中央处理单元：Central Processing Unit (CPU)

别的功能。这时计算机所作的工作都是一些最简单的数据传送操作。在某些单总线结构的计算机(如PDP-11系列计算机)中，外部设备之间的数据传送无需CPU干预；因而在整个获取时间内，CPU和其它外部设备都是空闲的。但由于I/O总线已被获取和显示数据流占用，也不能用来进行其它的工作(例如用计算机处理先已存在磁盘中的谱数据)。这就大大降低了计算机的使用效率。这是单总线结构的主要缺点。为了克服这种缺点，研制了多总线计算机多道系统。

2. 多总线系统

图14-1-5是多总线计算机多道分析系统的示例。系统的核心是PDP-11/04型计算机。PDP-11型计算机本身是一个单总线结构。CPU、主存储器和外部设备（如磁盘）通过

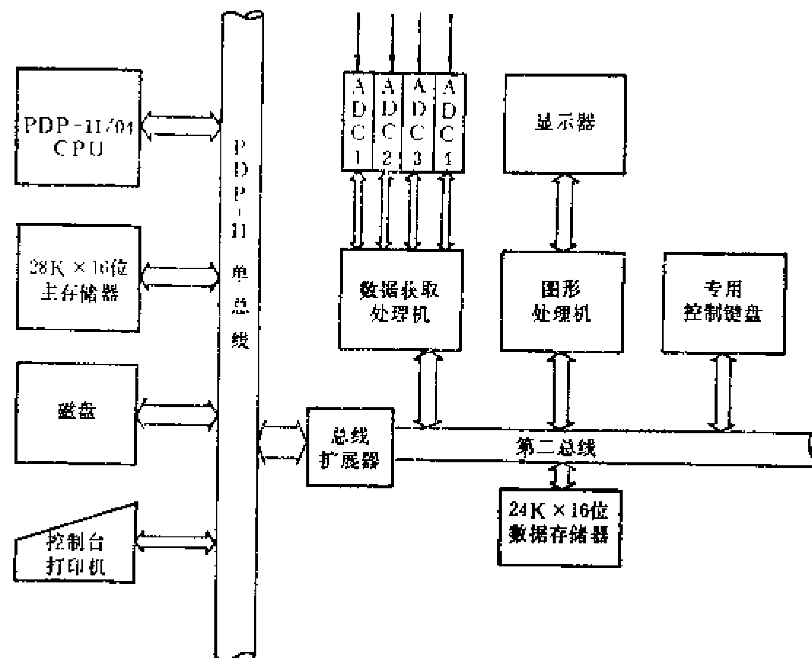


图14-1-5 具有第二总线的计算机多道分析系统示例

PDP-11单总线传送信息，在PDP-11单总线上通过一个总线扩展器创立一个第二总线。获取设备(ADC)经过接口控制电路（称为获取处理机）联到第二总线上。显示器经过显示接口控制电路（称为图形处理机）也联到第二总线上。此外在第二总线上还接有专用控制键盘和一个数据存储器。这个系统的特点是：(1)有一个快速存储器专门用于在获取和显示过程中存取能谱数据，这个存储器称为数据存储器，在获取过程中获取的数据全部存放在数据存储器中。(2)在数据获取和显示过程中，获取数据流和显示数据流只在第二总线上流动，而PDP-11单总线几乎是空闲的。因而在数据获取的同时计算机可以处理存在磁盘中的其它谱数据，或者进行其它计算工作，从而大大地提高了计算机的利用率。这样，一方面用户可以通过专用控制键盘使系统进行数据获取，显示或执行其它一些实时性比较强的工作(称为前台任务)，另一方面用户可以通过计算机的通用键盘控制计算机以批量方式进行数据处理或执行其它一些实时性不强的程序(称为后台任务)，这就是所谓前/后台系统[1]。下面我们对第二总线上的各设备进行简单的说明：

1) 前台和后台：Foreground and background

① 数据获取处理机：它的功能是控制ADC的工作，作为ADC与第二总线的DMA接口，其中还包括活时钟电路对获取时间计时。获取处理机可以是一个微处理机，也可以是一个专门设计的硬件电路。在获取开始之前通过专用键盘和程序给获取处理机置入现工作的ADC号码和获取时间等初始数据；并由PDP-11 CPU启动ADC。此后获取处理机就自己对ADC进行控制，不再需要PDP-11 CPU干预。

② 图形处理机：图形处理机也可以是一个微处理机或是一组寄存器和控制电路。图形处理机不断地启动DMA周期，按数据存储器的地址顺序把数据存储器中的数据取出来送到显示器，以显示能谱曲线。显示数据的优先级别比获取数据低，因而在第二总线上两种DMA周期是交替进行工作的。显示处理机还完成与显示有关的其它功能，如垂直满刻度选择(包括对数变换)，水平扩展，光标的控制，ROI区的设置和字符图象的产生等。

③ 专用操作键盘：当按下某个键时，引起一次CPU程序中断，并执行一个位于PDP-11主存储器中的一个服务子程序，以完成某个键规定的数据处理或其它功能。在CPU执行服务程序的时间内，获取处理机和显示处理机仍然可以进行正常的数据获取和显示。

由上述可以看出，多总线系统的基本思想是实时性较强的数据流（获取和显示数据流）和实时性不强的数据流（数据处理和输出数据流）分开在各自的总线上传送。使数据获取和对已获取的谱数据处理工作同时进行。提高了计算机的利用效率。

3. CAMAC系统

CAMAC系统是一种计算机标准接口系统。使用标准化的CAMAC插件和计算机也可以构成计算机多道分析系统。这种系统的特点是采用标准化的功能插件和使用标准化的程序设计语言来编制应用软件。因而互换性强，灵活性大，易于组合成不同系统以达到不同的实验目的。缺点是硬件和软件都要复杂一些。关于CAMAC系统，第五节还要讨论。

4. 微处理机多道分析系统

采用微处理机作为控制和数据处理部件可以构成计算机多道分析器。有人把这样的分析器称为智能多道分析器。其优点是体积小，价格便宜，有一定的数据处理能力。为了避免使微处理机的硬件过于庞大，一般只进行常用的数据处理，比较复杂的数据处理仍然送到主计算机进行。很多个智能多道分析器可以和一台主计算机联起来构成一个多用户的数据获取和处理系统。由于数据获取和处理是由分布在各个用户的智能多道分析器和终端设备上进行的，因而也称为网络式或分布式的数据获取和处理系统。

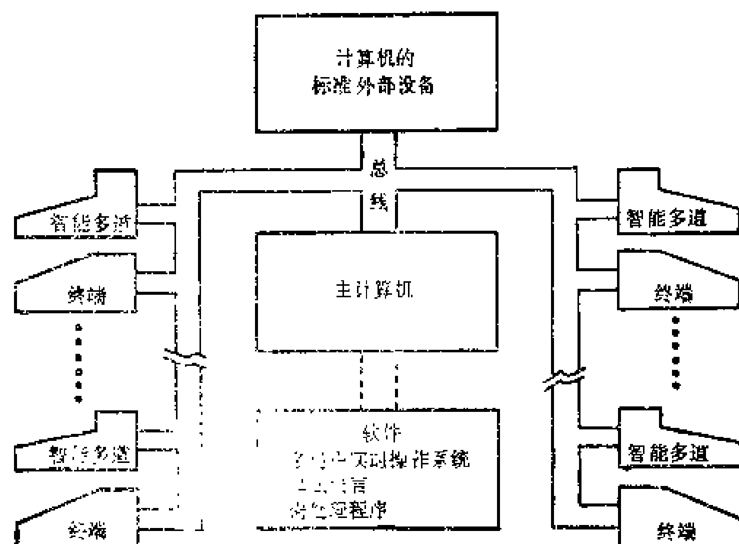


图14-1-6　分布式数据获取和处理系统示意图

图14-1-6是一个由分布式系统构成的多用户γ谱测量系统。每个用户有一台智能多道分析器和一台终端设备。通过智能多道分析器获取γ谱数据，并进行常规数据处理(如寻峰、

求单峰净面积，进行核素识别等），重峰分析等复杂的处理工作通常还在主计算机中进行。各用户可以通过终端设备使用主计算机。分布式系统是一个多用户系统，因而比较适合于在一个实验中心同时进行各种不同类型的实验，有效地提高了主计算机的利用率。

由于大规模、超大规模集成电路的发展，出现了利用通用微型计算机来组成计算机多道分析系统。而且由于微计算机的功能不断增强，从功能上已无法区分小型计算机和微型计算机。现在以上列型号计算机为核心的计算机多道分析系统已逐渐过渡到由通用微型计算机组成的多道分析系统。所以本书所称的计算机系统不再区别是小型计算机或微型计算机。

第二节 计算机多道分析器实例

这一节以我国新近投产的DD-80型微计算机多道分析器作为一个实例，说明计算机多道分析器的组成和功能；着重说明区别于一般全硬件多道分析器的显示和接口。对于计算机原理和系统软件，限于本书范围，不作介绍，但在本章第三节将介绍常用的谱数据处理方法和简化的程序框图。

14·2·1 DD-80微计算机多道分析器的组成和功能

DD-80 微计算机多道分析器是为我国广大用户设计的小型系统，其组成如图14-2-1所示。主机采用普及型微计算机TRS-80(Ⅰ型)，接口和ADC采用NIM标准，所用NIM机箱还可插入谱仪放大器和探测器高压电源等插件。输出设备为描图、打印两用的小型打印机。一般用户用盒式磁带机作外存储器，数据处理工作比较复杂的用户可以用磁盘存储器。

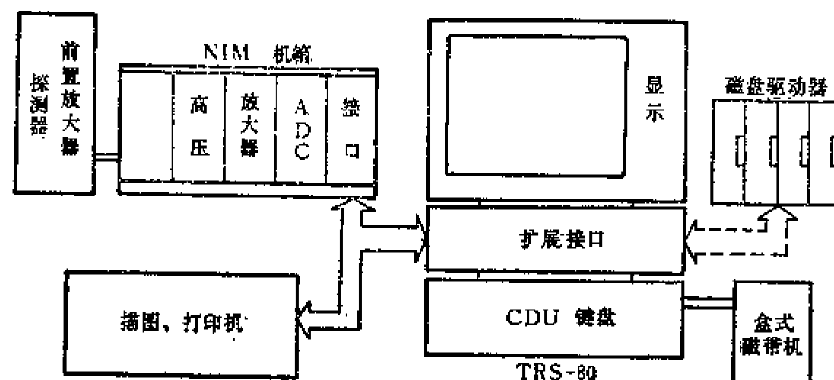


图14-2-1 DD-80微计算机多道分析器的组成

TRS-80 Ⅰ型带键盘的主机采用Z-80 CPU，时钟频率1.774MHz，寻址范围64k（8位字节）。主机装有16k ROM和16k RAM，扩展接口中还有32k RAM，其内存分配如表14-2-1所示。从16进制地址0000H到03FFH为1k字节的引导程序。BASIC（Level Ⅱ）则存于随后11k ROM之中；只要一接通电源，即可使用BASIC语言。从3000H到3FFFH是内部专用和备用内存，从3800H到3BFFH是键盘内存，3C00H到3FFFH是显示RAM。以上共占16k，以下是用户RAM。DD-80多道分析器的BASIC数据处理程序约占12k，获取数据和显示的汇编语言程序约占8k，从4000H附近起存放。数据区则为最高4k，从F000H到FFFFH。留给多道分析器用户的内存空间约占24k。

表14-2-1　DD-80内存分配表

地址	内容	容量
0000H	引导程序	0
0400H	LEVEL Ⅱ BASIC ROM	
3000H	专用 备用	12k
3800H	[illegible]	
3C00H	[illegible]示	
4000H	DD-80 BASIC 程序 汇编程序	16k
9000H	DD-80 用户RAM	36k
F000H	DD-80 数据区	60k
FFFFH		64k

TRS-80微计算机的显示是电视式的，与图13-3-1不同，被显示的信息不是转换为控制CRT光点位置的模拟电压，而是转换为在各行扫描中控制光点亮度的逻辑电平。TRS-80显示器的整个画面分为1024个显示单元，排列成16行×64列的矩阵。每个显示单元可显示一个字符或3×2个亮块(点)，后者是用来显示曲线的。DD-80型微计算机多道分析器以TRS-80计算机为基础，图14-2-2是它的一个显示画面。最上面三行和最底下一行显示单元显示字符，中间12行显示曲线。由于每个显示单元在显示曲线时分成3行2列的小亮点，所以DD-80的曲线显示区横向为2×64=128点，纵向为12×3=36点（实用32点)。对于显示能谱曲线来说，坐标分度不够精细。但这只影响观察，不影响数据处理，因为内存中的数据是精确的。

在ADC接口方面，TRS-80微计算机没有DMA和矢量中断功能。在收集数据时采用中断方式并由软件来判别中断源，速度较慢。所以DD-80的接口中设置了缓冲寄存器和等待时序，在获取随机输入的数据时，可减少计数损失。另外，在接口中设置了石英时钟，便于进行多定标器分析和波形采样分析。在逻辑设计中不是面向几种特定的数据收集方式，而是将接口硬件划分为各种功能块，由软件送入不同的控制字，可组成多种数据获取功能。例如，用于穆斯堡尔谱仪、用于数据成块传送、用于多计时器分析和多维符合分析等。

DD-80在软件方面兼用BASIC语言和汇编语言。数据获取和显示采用速度较快的汇编语言，数据处理采用BASIC语言。可进行常规谱数据处理，例如谱平滑、自动寻峰、求峰净面积、进行能量和效率刻度等。有关原理见第三节。

14.2.2　微计算机多道分析器的显示原理

微计算机多道分析器直接利用微计算机的CRT显示器显示字符和谱形时，所能显示的信息决定于微计算机显示器的硬件。TRS-80显示屏上共有264行扫描线，其中192行用于显示16行显示单元，其余72行作为上、下空白。每行扫描线除左右空白外，有384点用于

显示64列显示单元。显示图形时最多可利用192×384点。但是，TRS-80的显示RAM只有1k、8位；用于显示图符的只有6位，所以整个画面最多只能显示1024个图符；每个图符中只能有6个亮点。后者是因为显示图符的显示码只有6位，只能产生64种图符；而由排列组合中的组合公式，当组合种类为64时，

$$\sum_{j=0}^{n} C_n^j = 2^n = 64 \tag{14.2.1}$$

则 $n=6$，即这64种图符只能由6个亮点组成。前已说明，TRS-80显示电路将每个图符的亮点排成3行2列的点阵，画面上最多可显示48×128点。如果要提高显示精度，就要增加显示RAM的字数或图符码位数。显示RAM字数多时，要求存取速度加快，图符码的位数多时，图符译码和加亮脉冲的产生电路复杂。

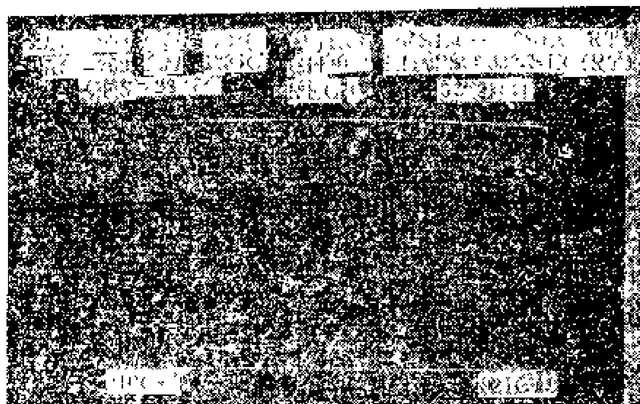


图14-2-2 DD-80多道分析器的一个显示画面
LC——左光标(LEFT CURSOR)，图中左边竖线
CH——道(CHANNEL)
C——计数(COUNTS)
RC——右光标(RIGHT CURSOR)
VFS——垂直满刻度(VERTICAL FULL SCALE)，[illegible]
[illegible]
PHA——脉冲幅度分析
CH1024——现取数据的1024道
REG1——第一存储区
PRSET——预置测量时间(PRESET TIME)
SEC——秒
RT——实时间(REAL TIME)
ELAPS——已消耗的测量时间(ELAPSE)
0:21:44——表示时间时:分:秒的指示
[illegible]418CH到921CH表示正显示出的谱道范围，此范围可调。

下面具体说明在一行行扫描过程中如何把字符或图形显示出来。也就是说，如何在扫描线扫过各显示单元时，显示电路能产生一组组合适的加亮脉冲。

1. 字符的显示

TRS-80微计算机的显示器，在每个显示单元的12行6列点阵中，用7行5列显示字符，其余为字符的间隙。图14-2-3下方是在一个显示单元中显示字母D的情况。字符本身占7行5列(粗线方框部分)，左右间隔一列，上下间隔5行。扫描线扫过此单元时所需的加亮脉冲，示于图旁。为了能按照显示码产生这一组组加亮脉冲，需要一个字符发生器（字符ROM）和移位寄存器，如图14-2-3上方所示。字符ROM中预先存入64种字符加亮码，每个字符占8个存储单元，存入8组6位加亮码（实用7组5位和第1位恒为零）。所以此字符ROM需0.5k、8位。高位地址$A_3 \cdots A_8$由显示码控制，决定选择哪一个字符的8组加亮码。低位地址$A_0A_1A_2$由扫描行码$L_0L_1L_2$控制，决定所选字符的第几组加亮码输出。加亮码输出到移位寄存器后，由显示时钟（每亮点一个时钟脉冲）使之输出，即得一组加亮脉冲序列。扫描线扫过此显示单元的一行后，接下去是显示下一个单元的这一行，要到下一行扫描线再扫过此显示单元时，才显示此单元的下一行。因为一个字符要经过7行扫描才能显示完，因此该单元的显示码必须从显示RAM中被读出7次。

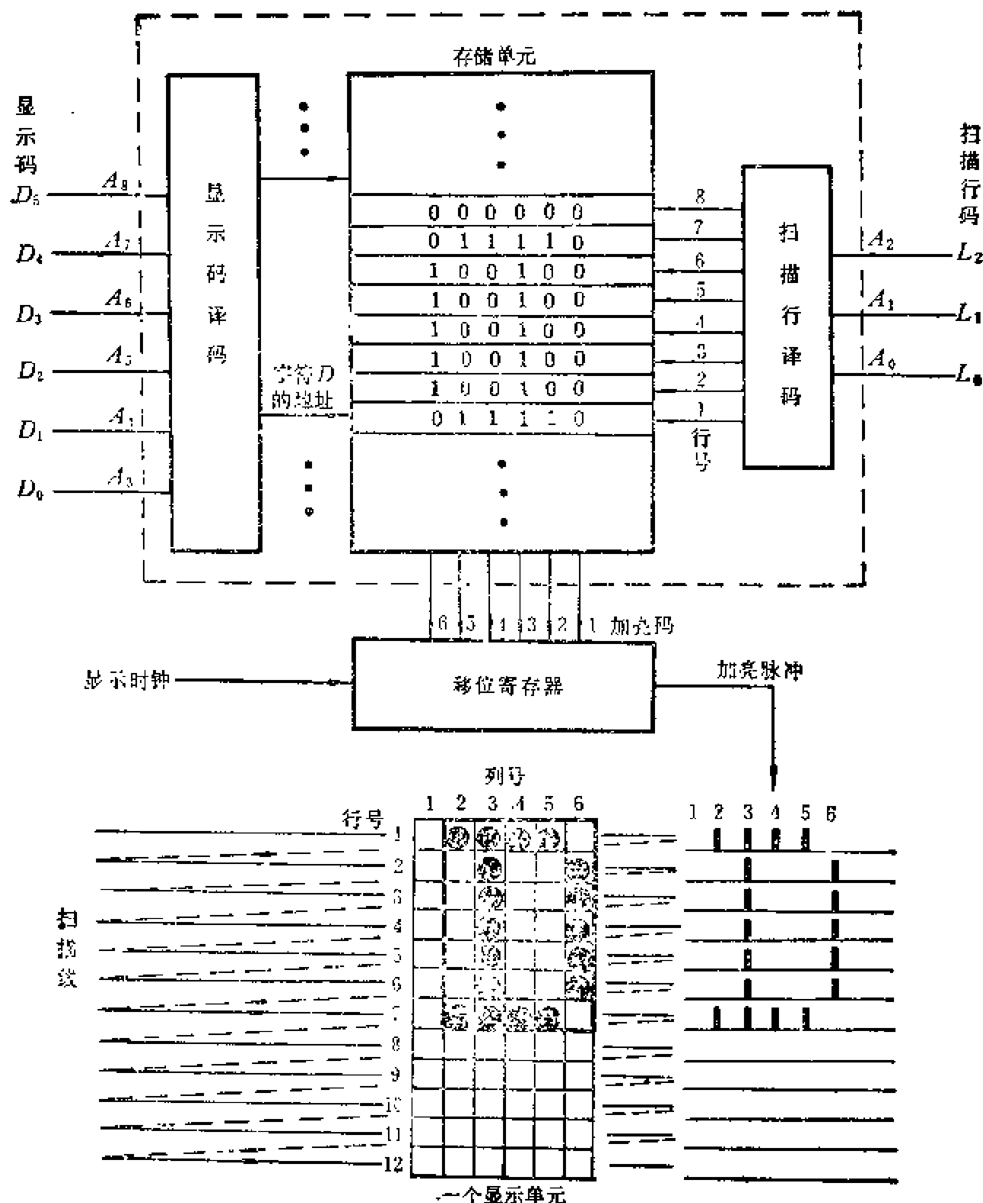


图14-2-3 字符ROM和加亮脉冲产生电路（以显示字母D为例）

显示器的简化框图示于图 14-2-4。CPU 通过地址总线和数据总线将欲显示的画面上的1024个显示单元的显示码写入显示RAM。由于显示RAM只有1k，CPU寻址范围为64k，所以写入显示RAM时要同时有选片信号VID。VID是显示标志，VID为1电平时，显示RAM才接受写入。显示码写入显示RAM后，CPU即可转作他事，显示操作交由显示器执行。地址总线和数据总线也与CPU总线脱离，由显示器专用。显示操作由 10.6445MHz 的显示时钟脉冲驱动，每个显示时钟脉冲使显示码移位寄存器输出一个加亮脉冲（不加亮时脉冲幅度为零）。显示时钟脉冲同时经过分频后到显示RAM去取各显示单元的显示码，并产生行同步、帧同步脉冲。在帧同步和行同步脉冲作用后，显示屏上扫描线从左上角的显示单元开始扫描。此时分频器2、3、4处于0状态，显示RAM输出0行0列显示单元的显示码。随后的一个锁存脉冲将此显示码锁存于锁存器。由于此时扫描行码$L_2L_1L_0$为 0，对应该显示码的第一组加亮码输出到移位寄存器。随后的 6 个显示时钟脉冲将其右移输出而得第一

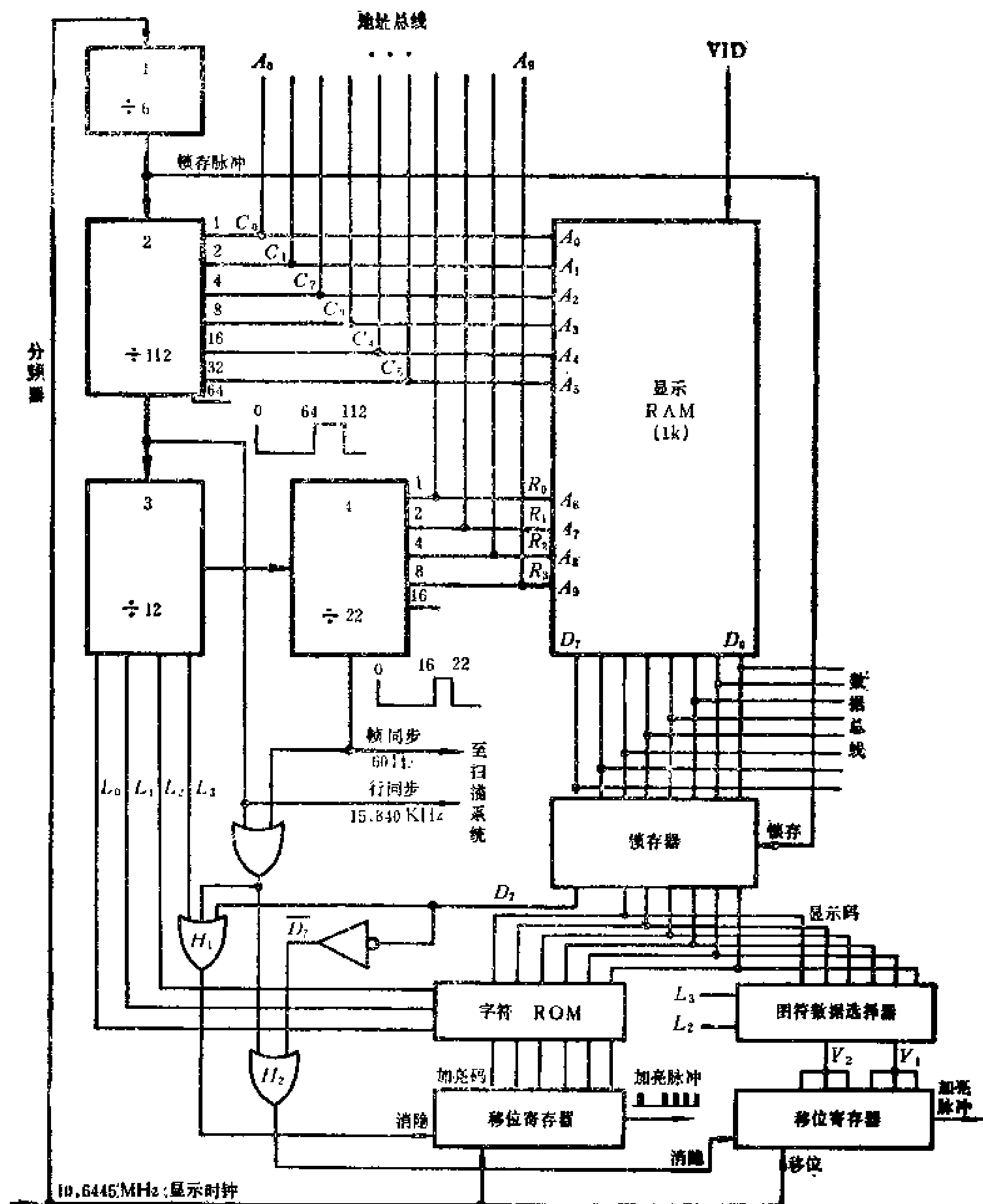


图14-2-4 TRS-80显示器简化框图

组加亮脉冲。6个显示时钟脉冲过去后，分频器1也输出一个锁存脉冲，但此时列地址$C_5\cdots C_0$已为1，锁入锁存器的是0行1列显示单元的显示码。所以在扫描到0行1列显示单元的第1扫描行时，正好有0行1列显示单元的第一组加亮脉冲输出。依此类推直到将64个显示单元的第一行显示完毕。分频器2输出行同步脉冲。经过相当于 48 个显示单元的左右空白后，分频器2复位（分频器2是112分频）。此时分频器3输入1个脉冲，扫描行号$L_2L_1L_0$变为001，开始显示第0行各列显示单元的第二行扫描线，由于分频器3是12分频，所以在扫描12行后使显示RAM行地址码$R_3\cdots R_0$变为1，开始显示下一行显示单元。16行显示单元全显示完。

给出帧同步信号、帧同步信号持续6行显示单元的时间是为了留出画面上、下方的空白。由上可知，行扫描频率是

$$10.6445\text{MHz} \div (6 \times 112) = 15.840\text{kHz}$$

帧同步脉冲的频率是

$$15.840 \div (12 \times 22) = 60\text{Hz}$$

对于字符显示来说，在行同步信号和帧同步信号为1电平期间，以及一个显示单元内扫描行码大于8时($L_3=1$)，都不应产生加亮脉冲。图14-2-4之或门H_1，就是使上述画面在不需加亮的时间内，加亮脉冲被消隐（使移位寄存器输出为零）。TRS-80的字符和图符都只有64种，显示码只占6位($D_5\cdots D_0$)。显示码的第8位D_7用作图符标志位：$D_7=1$时，字符加亮脉冲被消隐，图符加亮脉冲可输出；$D_7=0$时，图符脉冲被消隐，字符脉冲可输出。这一功能在图14-2-4上是通过锁存器输出的D_7位电平对或门H_1、H_2的控制作用而实现的。字符加亮脉冲和图符加亮脉冲经过混合后加到显象管。

2. 图符的显示

TRS-80微计算机显示图符时，每个图符占一个显示单元，包括6个可任意组合的亮块。各图符之间没有间隔。各亮块的明暗由显示码$D_5\cdots D_0$决定(图14-2-5(a))。每个亮块中有4行3列亮点，同一块中的亮点不能分别控制。一个图符只需3组2位加亮码，每4次扫描更换一组。每位加亮码控制移位寄存器的3位，即控制图符中3列亮点同时明暗。对于TRS-80这种简单的图符，从显示码到加亮码，只要用一个二位三选一的数据选择器就可实现。选择线由扫描行码L_3、L_2控制。图14-2-5(a)上画出了显示码（6位）为100001时的情况，由所产生的12行加亮脉冲可知，此显示码的显示结果将是图符中D_0、D_5两块发亮。

如上所述，TRS-80微计算机显示图形时，最小单位是上述4×3点的方形亮块。为便于显示谱形曲线，在用TRS-80计算机做成DD-80多道分析器时，修改了显示器，使得每个亮块中只有一点可亮。这样，一个图符包括6个亮点，仍由同样6位加亮码加亮。

DD-80多道分析器利用图符显示谱曲线的方法如下：屏上倒数第二行显示单元的最下一行扫描线作为道址横坐标。一行64个显示单元可显示128道。在图14-2-5b上画出了原点附近的显示单元的行号R、列号C及其十进地址m_d。要显示某一道的计数时，先由道址m确定此道所在显示单元的列号C：

$$C=\frac{m}{2} \tag{14.2.2}$$

（上式中的$\frac{m}{2}$取整数）再由此道计数N确定此道亮点所在显示单元的行号R。但是，谱形显示区只有12行显示单元，纵坐标只有36点，只能显示二进制数5位，占32点（约占11行显示单元），另一行显示单元显示纵坐标满刻度线。而DD-80多道分析器每道计算容量为$2^{24}-1$，只能取其中5位二进制数进行显示。取最低5位时，纵坐标每点代表1个计数，满刻度VFS＝32。取2^4—2^8 5位时，纵坐标每点代表16个计数，VFS＝512。所取5位的数码$n(0\leqslant n\leqslant 31)$和实际计算$N$的关系为

$$n=\frac{N}{\left(\frac{\text{VFS}}{32}\right)} \qquad N\leqslant \text{VFS}$$

N>VFS时，应更换VFS，即取更高的5位来显示。我们称n为各道相对计数。将 n 除以 3，其商取整数，即为从横坐标向上数的显示单元数（0、1、2、……）。而显示单元的行号是从上向下数的，所以亮点所在显示单元的行号应为横坐标行号减去$n/3$(取整数)，即

$$R=14-\frac{n}{3} \tag{14.2.3}$$

由(14.2.2)和(14.2.3)两式求出C和R后，此亮点所在显示单元的十进地址m_d即可求出

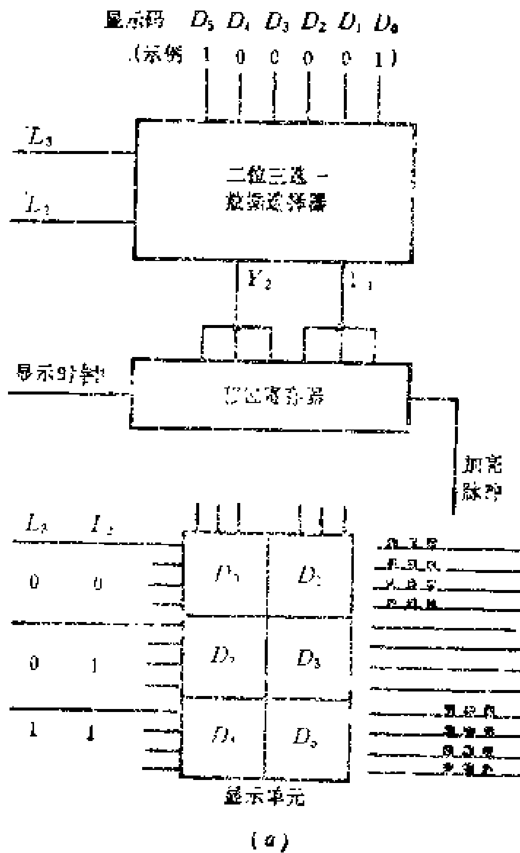
$$m_d=64R+C \tag{14.2.4}$$

在图14-2-5(b)上标出了部分显示单元的十进地址。

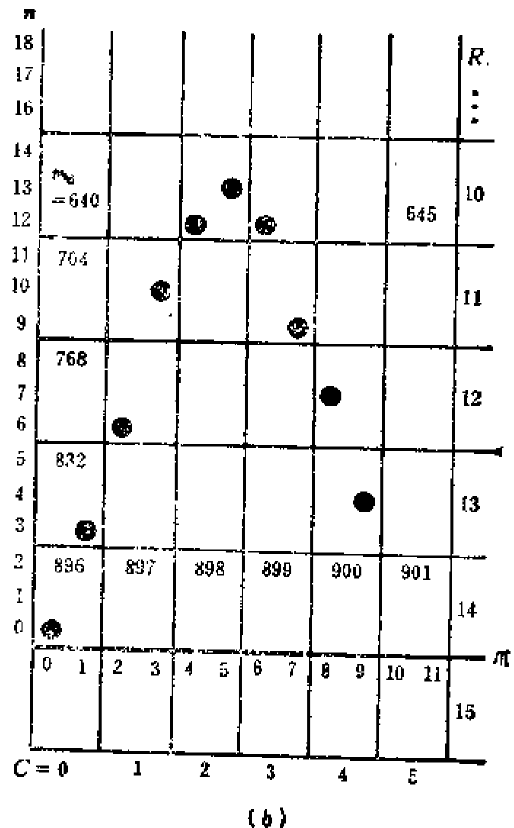
亮点在显示单元中有上、中、下三个位置，由$n/3$的余数确定。余数为0时在图符下方，对于偶数道为D_4，奇数道为D_5。余数为1时在图符中部的D_2、D_3，余数为2时在D_0、D_1。余数为不同数值时的图符显示码见表14-2-2。D_7为图符标志位，D_6不用。

如果假定起始十道相对计算如图14-2-5(c)表中所示，则由上述计算方法得出的显示单元列号C、行号R、十进地址m_d和显示码D列于上表右方。当两道亮点同在一个显示单元时，如图14-2-5(c)的4、5两道，都在第642单元，就须把分别算出的显示码进行逻辑或以后作为显示码。也就是说，第 642 单元的显示码应为 1×011000。由各道计数计算出显示单元地址和显示码后，一一存入显示RAM，未占用的单元存入显示码$D=0$，显示出来的谱见图14-2-5(b)。

如果要显示256道、512道或1024道的谱，由于横坐标只有 128 道，只有分区或分段显示，或者使横坐标每点代表相邻2道、4道或8道中计数最大的那一道，进行选择性压缩显示。



(a)



(b)

道址	相对计数	显示单元	显示单元	显示单元	8位显示码 D							
m	n	列号 C	行号 R	十进地址 m_c	D_7	D_6	D_5	D_4	D_3	D_2	D_1	D_0
0	0	0	14	896	1	×	0	1	0	0	0	0
1	3	0	13	832	1	×	1	0	0	0	0	0
2	6	1	12	769	1	×	0	1	0	0	0	0
3	10	1	11	705	1	×	0	0	1	0	0	0
4	12	2	10	642	1	×	0	1	0	0	0	0
5	13	2	10	642	1	×	0	0	1	0	0	0
6	12	3	10	643	1	×	0	1	0	0	0	0
7	9	3	11	707	1	×	1	0	0	0	0	0
8	7	4	12	772	1	×	0	0	0	1	0	0
9	4	4	13	836	1	×	0	0	1	0	0	0

逻辑或（m=4、5两行）

图14-2-5　DD-80多道分析器的谱形显示方法

(a)　TRS-80的图符产生电路　　(b)　谱形一角（前十道示例）　　(c)　显示单元地址和显示码计算示例

表14-2-2　显示码计算表（空格为逻辑零）

n/3余数	道址	D_7	D_6	D_5	D_4	D_3	D_2	D_1	D_0
2	偶	1	×						1
	奇	1	×					1	
1	偶	1	×				1		
	奇	1	×			1			
0	偶	1	×		1				
	奇	1	×	1					

14.2.3　DD-80接口

图14-2-6是DD-80微计算机多道分析器接口的简化框图。接口的工作方式由控制电路决定，而控制电路受状态控制字控制。如果进行脉冲幅度分析(PHA)，计算机以OUT命令通过数据总线$D_7\cdots D_0$将PHA的状态控制字送到接口中的状态控制字锁存器M（图中设状态控制字入口为$A_1\cdot A_5\cdot \overline{A}_6$)，接口就处于PHA工作状态。当ADC中某一次模数变换结束时，发出“ADC请求”信号（即存储命令)，同时将地址码发送到接口的并行码输入端。如果ADC为1024道，地址码就送到图中左下面的16位串/并行计数器的并行输入端$2^0\cdots 2^9$。设接口中的输入标志$F1$和中断标志$F2$初始状态为0，“ADC请求”(低电平)可以经$G1$进入由1μs时钟驱动的移位电路1。1μs后由$\overline{Q}_{11}$端输出$\overline{打入}$脉冲，将地址码打入计数器。再经过1μs，由Q_{12}端输出给ADC的回答信号。ADC即可接受下一个输入信号进行变换。$\overline{打入}$脉冲还使输入标志$F1$置1，$\overline{Q}_1$的低电平封锁$G1$，使ADC的下一个请求信号暂不输入，等待$G1$开放时再输入。$\overline{Q}_1$的负跳变通过G_2并倒相后进入移位电路2。1μs后$\overline{Q}_{21}$输出$\overline{锁数}$脉冲将计数器中的地址码锁存在锁存器1和2。再过1μs，$\overline{Q}_{22}$给出清零脉冲使$F1$复位，解除对$G1$的封锁。下一个ADC请求（如果有）即可被接受。$\overline{锁数}$脉冲还同时使中断标志$F2$置

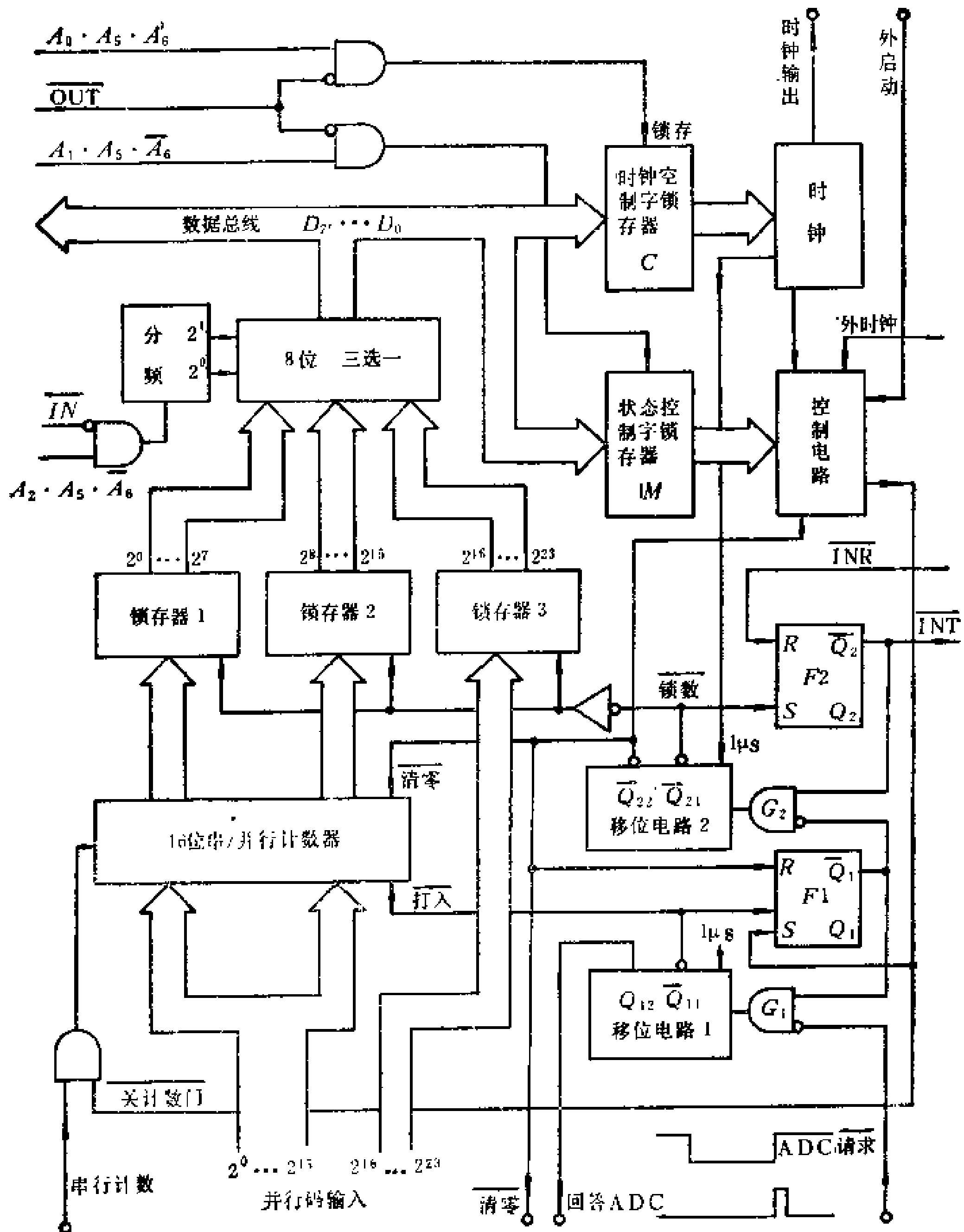


图 14-2-6 DD-80微计算机多道分析器接口简化框图

1，向计算机发出中断请求$\overline{INT}$。$\overline{INT}$同时封锁$G2$，保护锁存器1和2中的数据。计算机处于常显示状态。接到$\overline{INT}$后一般要经过几十微秒才响应中断。计算机在响应中断以后，发出两个$\overline{IN}$脉冲（图中设其入口为$A_2\cdot A_5\cdot\overline{A}_8$）。由8位三选一数据选择器分两次将锁存器1、2中的地址码经数据总线送入计算机。计算机完成一系列判断（例如判别中断源性质等），按地址码将数据区中此地址内容加1，就完成了一次PHA数据输入。尽管上述过程执行汇编程序，但平均仍需百余微秒时间。存储完毕，计算机发出中断复位信号$\overline{INR}$使$F2$复位，解除对$G2$的封锁。计算机本身则又回到显示程序。这一过程主要波形见图14-2-7。

DD-80接口采用了计数器和锁存器两级数据暂存，在接受随机信号的数据时能起一定

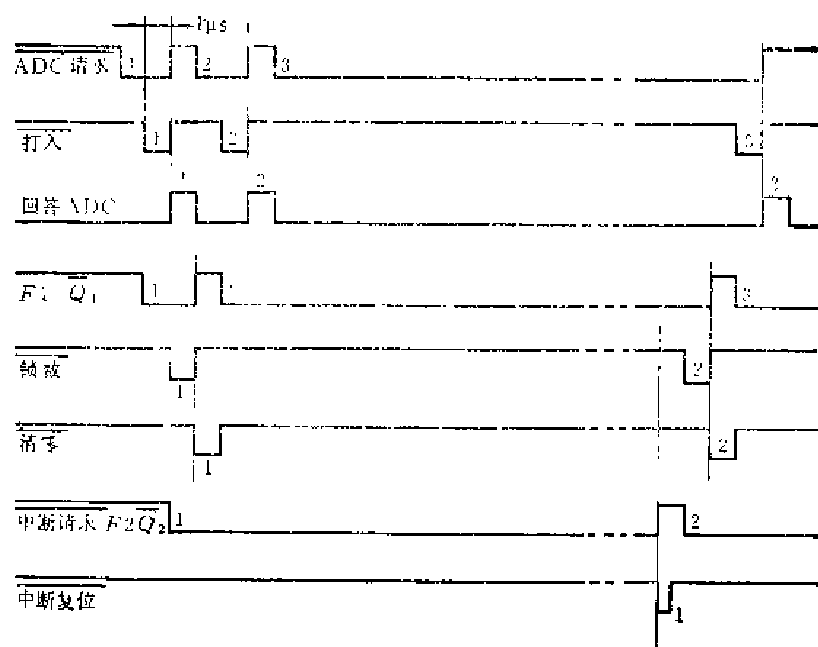


图 14-2-7 DD-80接口在最初3次ADC请求时的工作波形

缓冲作用而减少计数损失。由于利用了计数器暂存地址码，第一次ADC请求可在2μs后得到回答，同时把地址码锁入锁存器。如锁数脉冲之后立即又有第二次ADC请求，地址码又可打入计数器，也可很快得到回答。这最初两次ADC请求都有迅速回答，使ADC的死时间增加有限。但是，第一次ADC请求发出的中断请求$\overline{INT}$，要经过百余微秒的时间才复位。由图14-2-6，7可知，第三次ADC请求的地址码要等中断标志复位之后，并且第二次ADC请求的地址码从计数器锁入了锁存器，才可以打入计数器，然后得到第三次ADC请求的回答。如果ADC请求随后一个紧接一个，每次就都得百余微秒才能得到回答。如果ADC本身的变换时间也在百余微秒左右，则计算机存储数据的时间大部分和ADC变换时间并行，相对来说，计算机存储时间的影响变小。如果ADC有一次请求是在计算机中断复位之后，则这次请求又和上述最初第一次请求一样，相继两个请求都可以迅速得到回答，死时间甚小。所以此接口在传送随机出现的数据时，有一定的缓冲作用。清华大学工物系设计的另一种微计算机多道分析器DD-800，采用DMA方式，计算机存储数据的时间仅几微秒。

还应说明，图14-2-6，7是实际接口和工作波形的简化。由于逻辑设计上的原因，实际波形的时间参数与此有所不同。

在进行多定标器(MCS)分析时，计算机输给接口一组MCS状态控制字，使之工作于MCS状态。MCS的道步进时间则由时钟控制字C选择，例如每道200μs、400μs，等等，使用时通过人机对话选定。在每次道步进时，控制电路给出关计数门信号，停止串行计数，同时触发$F1$，进行锁数、申请中断、清零和重开计数门等操作。然后又开始下一道计数。由于计算机存储数据的过程较长，DD-80多道分析器的多定标道步进时间最小为200μs。同样，由于有了两级计数暂存，每道计数的传送时间（即暂停计数时间）只需几μs。

DD-80接口在更换状态控制字后，可输出不间断的时钟驱动穆斯堡尔谱仪的振子，进行连续道扫描，测量穆斯堡尔谱。

DD-80接口还可工作于多计时器状态。此时可将图14-2-6右上角的时钟输出接到左下角的串行计数输入，然后将欲测时间间隔的外加脉冲序列输入到外时钟输入端，即可测定脉冲序列的时间间隔分布。DD-80接口的最小计时单位是1μs。

DD-80接口还可以接收一般多道分析器已测好的谱。在“谱数据输入”工作状态时，一般多道分析器各道计数的BCD码，可通过2^0—2^{23}输入端并行输入接口，由三选一数据选择线分三次输入计算机。为了节省器件，谱数据的2^{16}—2^{23}位直接输入到锁存器 3。所以，不能用回答ADC的信号来回答输出谱数据的多道分析器，而要在锁数脉冲之后，用清零信号来回答多道分析器，通知它输出下一道计数。

这一节是以普及型微计算机多道分析器DD-80作为一个比较简单的实例。我校和北京核仪器厂新研制的DD-800微计算机多道分析器，采用8192道ADC，DMA接口，200×640点彩色显示，主机有64k(8位）内存，二个5英寸双面双密度软盘，并有锗锂谱、硅锂谱自动处理软件。

第三节　单参数谱的数据处理

在上一节中我们通过一个接口实例，说明了计算机多道分析器如何获取单参数谱的数据。可以看出，其原理和第十三章的一般多道分析器没有本质区别。这一节主要说明计算机多道分析器处理单参数谱的各种功能，这是一般多道分析器的简单数据处理功能所不具备的。

谱的数据处理方法因不同物理实验内容而异，往往需要由实验者自己编写、符合实验要求的谱处理程序。对于一些通用的而且处理方法比较成熟的系统（如γ谱仪）来说，在仪器系统建造的同时就配置有数据处理软件，下面我们以γ谱数据处理为例来讨论谱数据处理方法。

14·3·1　γ谱数据分析的数学方法

γ谱的常规数据处理包括：谱的平滑化处理，寻峰，求峰的净面积，零点和增益漂移的校正，谱曲线的拟合，核素识别和定量分析等。

1．谱的平滑化处理

谱数据中存在的系统涨落，往往给数据分析带来一些困难。例如在寻峰时，计数的统计涨落可能被误认为是一个假峰。因此常常需要对谱进行平滑化处理。常用的是多项式拟合移动平滑方法。如图14-3-1所示，在谱上的任意一点i两边各取k个数据点（共$2k+1$个数据点），用一个以i点为中心的q阶多项式对这段谱进行最小二乘法拟合，所得的多项式在中心点的值作为平滑后谱的值。所得多项式的各阶导数值可作为平

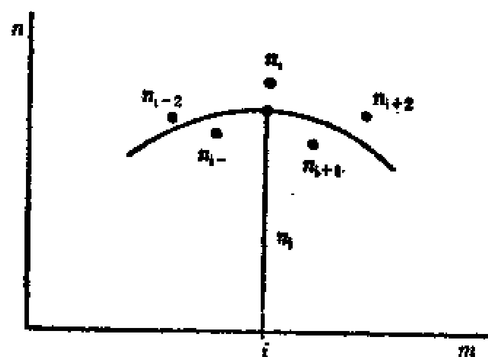


图14-3-1　用二阶多项式拟合谱数据，进行谱平滑化处理。

滑后的导数值。常用的是二阶多项式5点拟合。设第i道原计数为n_i，一次平滑后成为$\bar{n}_i$，一阶导数为$\bar{n}'_i$，则计算公式（见附录二）为

$$\bar{n}_i=\frac{1}{35}(-3n_{i-2}+12n_{i-1}+17n_i+12n_{i+1}-3n_{i+2}) \quad (14.3.1)$$

$$\bar{n}'_i=\frac{1}{10}(-2n_{i-2}-n_{i-1}+n_{i+1}+2n_{i+2}) \quad (14.3.2)$$

对于谱段的起始两道和最后两道常另作处理，例如

$$\bar{n}_1=n_1$$

$$\bar{n}'_1=n_2-n_1$$

$$\bar{n}_2=\frac{1}{4}(n_1+2n_2+n_3)$$

$$n'_2=\frac{1}{2}(n_3-n_1)$$

$$\bar{n}_m=n_m$$

$$\bar{n}'_m=n_m-n_{m-1}$$

$$\bar{n}_{m-1}=\frac{1}{4}(n_{m-2}+2n_{m-1}+n_m)$$

$$\bar{n}'_{m-1}=\frac{1}{2}(n_m-n_{m-1})$$

一个谱可能需要平滑若干次，需要平滑的次数由实验操作者设定。一般说来，平滑的次数越多，平滑后的谱数据的统计涨落越小。但是有可能使峰的能量分辨率变坏，弱峰消失。经验表明，峰高的计数小于5000时，平滑次数可取3—5次，当峰高的计数大于5000时，进行3次平滑即可得到满意的效果。

2. **自动寻峰**

自动寻峰就是用计算机程序在谱数据中寻找峰并准确地定出峰位。常用的方法有寻找极大值法、导数法、对称零面积对合法、广义二阶差分法，协方差法等。对于通用的γ谱数据获取和处理系统，要求所采用的方法能够在较高的康普顿坪或自然本底上寻找弱峰，同时不能把本底的统计涨落误认为峰。在多个峰重叠在一起的情况下，能够定出其各个组分的峰位。这里我们以导数法为例进行介绍。

导数法寻峰是把平滑后的谱看成一条连续曲线，以S为代表各道计数对道址m的连续函数，则在峰顶应有一阶导数$S'=0$，在峰顶附近随着道址增加S'的值由正变负，二阶导数S''出现极小值，三阶导数$S'''=0$，在峰顶附近随着道址增加S'''由负变正。图14-3-2中画出了当S为高斯函数时，S、S'、S''、和S'''的函数图形。利用峰函数的各阶导数在峰顶处的特征可以准确地定出峰顶的道址。一般用平滑过的能谱线的导数$\bar{n}'$作为S'来寻找单峰，并定出其峰位。假定第i道的谱数据为n_i，经过光滑后的谱函数的一阶导数在第i道的值为$\bar{n}'_i$。对于一个有m道的谱有m个数据点$\bar{n}'_i$。沿i的增加方向检索数据$\bar{n}'_i$，当在某二个相邻道址之间$\bar{n}'_i$由正值变成负值时，即认为这二个相邻道址之间可能存在有一个峰。通过线性内插法即可定出这个峰的精确道址。为了去掉假峰和统计上无意义的峰，还必须对找到的峰作进一步的统计测试。其方法是在i道两边各取若干道作为一个峰区，求出峰区的总面积和扣

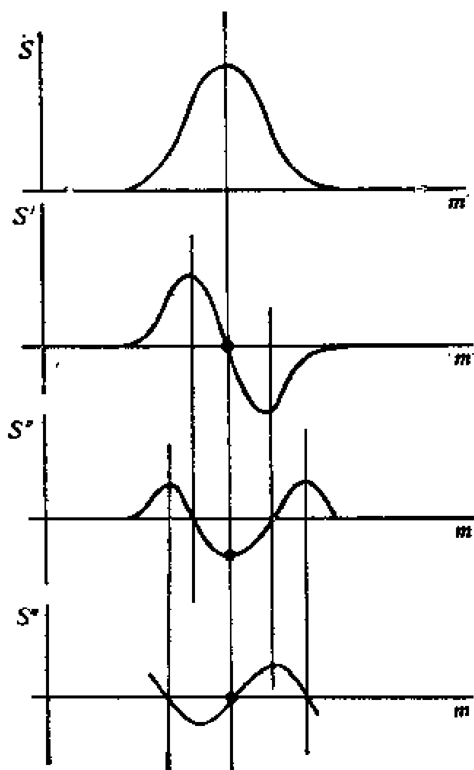


图14-3-2 峰函数的各阶导数的函数图形

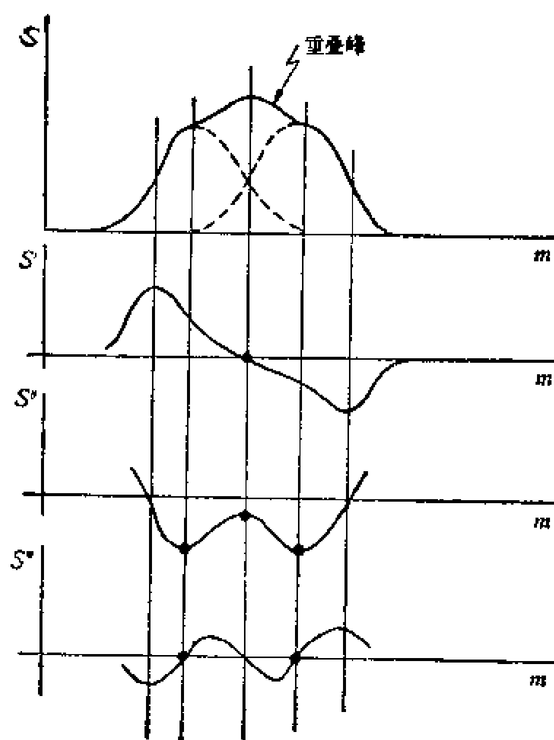


图14-3-3 用三阶导数判别重叠峰的原理

除本底之后的净面积（参看图14-3-4），如果下面不等式

$$\frac{(\text{NET AREA})/\text{WIDTH}}{\text{SQRT}[(\text{GROSS AREA})/\text{WIDTH}]}>\sigma \tag{14.3.3}$$

成立，则认为找到了一个有意义的峰，否则所找到的峰是由统计涨落造成的假峰，应于剔除。不等式中σ是一个预先假设的常数，相当于灵敏因子。GROSS AREA为峰区总面积，NET AREA是峰内扣除本底之后的净面积，SQRT是求平方根、WIDTH为峰区宽度。由此不等式来判别是否真峰的物理意义：如果是真峰，则在所选峰宽WIDTH内从净面积求出的平均计数 (NET AREA)/WIDTH 应比从总面积求出的平均计数 (GROSS ARET)/WIDTH的标准偏差大σ倍。σ是人为假定的，所以这种判别只有相对的和统计的意义。

采用一阶导数寻峰时，能够准确地定出峰曲线的极大值位置。但是如果几个峰距离很近重叠在一起形成一个重叠峰，而重叠峰的峰曲线只有一个极大值时，采用一阶导数法不能判别这个重叠峰是由多少个峰重叠而成的，更不能定出各个组分峰的峰位。这时可以采用三阶导数法来判别重叠峰。由于重叠峰是由几个单峰叠加而成的，只要单峰相距不过近，利用 $S'''=0$ 的条件可能发现重叠峰曲线上曲率的微小变化，从而定出各个组分峰的准确位置。图14-3-3中画出了重叠峰包含两个单峰时，峰曲线及其各阶导数的函数图形。从图中看出，根据$S'''=0$ 和随着道址增加S'''值由负变正这两个条件，可以定出重叠峰内各单峰的准确位置。实际上为了运算简便，近似地采用三次差分来代替三阶导数寻找重峰。为了提高寻找重峰的灵敏度，常利用重峰区未经过光滑处理的谱数据。由公式

$$n_i'=(n_{i+1}-n_{i-1})/2 \tag{14.3.4}$$

对谱数据进行三次变换，求得三阶差分谱，如果在某相邻的两个道址之间，三阶差分谱由负值变成正值，则可以认为这两个相邻道址之间存在着一个峰。同样，利用线性内插法可以精确地定出峰位。由于三阶差分法不仅对峰的存在非常灵敏，对谱数据的统计涨落也很敏感。因此，通常不是在整过谱区内进行三阶差分变换，而是首先用一阶导数法寻峰，然后在找到的峰区附近，再以三阶差分法探测该峰是否为重峰，如果是重峰就求出各组分峰的峰位。

3. 求峰的净面积

在实际测得的γ谱曲线中，各个峰常是叠加在比较高的本底之上的。而本底通常是由较高能量的γ射线的康谱顿谱叠加而成的。在一个确定的峰区之内，峰区内各道的计数和称为该峰区的总面积。峰的总面积减去本底面积称为峰的净面积。知道了峰的净面积之后，可以求出核素的放射性活度。

图14-3-4 单峰的净面积
（用二次多项式拟合本底，用高斯函数拟合峰形状）

对于单峰，可以采用直接扣除本底面积的方法求得净面积。对于重峰，必须分解后才能求出其中各个单峰的净面积。下面我们就这两种情况分别进行讨论：

① 求单峰的净面积：如图14-3-4所示，在峰区内各道的计数n可以看成是峰的净计数（即该道谱计数与该道本底计数之差）与本底计数的叠加。一般情况下，峰区内各道的本底计数B与道址m的关系可以近似地用一个二次多项式来描述

$$B=b_1+b_2m+b_3m^2 \tag{14.3.5}$$

其中b_1、b_2、b_3为常数，取决于本底的大小和形状。而峰区内各道净计数可以用一个高斯函数来描述

$$F=b_5\text{EXP}[-(m-b_6)^2/2b_4^2] \tag{14.3.6}$$

其中b_4、b_5和b_6是常数，b_4为峰函数的标准误差，$b_4=1/2.355\text{FWHM}$，FWHM为峰的半高全宽度。b_5为峰的高度，b_6为峰位。这样，在峰区内的谱函数S可以写成为

$$S=B+F=b_1+b_2m+b_3m^2+b_5\text{EXP}[-(m-b_6)^2/2b_4^2] \tag{14.3.7}$$

用最小二乘法以实测的谱数据和谱函数S进行曲线拟合，可以求出b_1、b_2、b_3、b_4、b_5、b_6这6个系数。然后用下述公式求出高斯函数的面积，就是峰的净面积A

$$A=\sqrt{2\pi}\,b_4b_5 \tag{14.3.8}$$

上述方法适用于使用NaI、Si(Li)、Ge(Li)等各种探测器测得的γ谱。但是在Ge(Li)谱的情况下，求峰的净面积的方法可以进一步简化。由于用Ge(Li)探测器测得的γ谱的峰区比较窄。在峰区内本底函数B可以用一条直线来近似，即使用直线本底扣除法。如图14-3-5所示，设峰区下边界道址为m_L，该道计数为B_1（即峰区低能侧本底计数），峰区上边界道址为m_h，计数为B_2（即峰区高能侧本底计数），

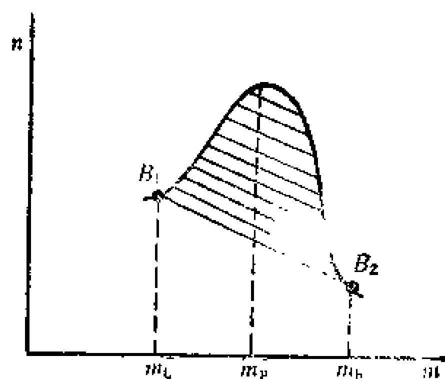


图14-3-5 直线本底扣除法求峰净面积

则峰的净面积

$$A=P-\frac{1}{2}(B_1+B_r)(m_h-m_L+1) \tag{14.3.9}$$

其中P为峰的总面积，即由m_L道到m_h道间各道谱的计数和。(m_h-m_L+1)为峰区的宽度。峰区上、下边界的道址可以由下式进行估算

$$m_L=m_p-\left(\frac{1}{2}\text{FWTM}+2\right) \tag{14.3.10}$$

$$m_h=m_p+\left(\frac{1}{2}\text{FWTM}+2\right) \tag{14.3.11}$$

式中m_p为峰位，FWTM为峰的十分之一高全宽度。FWTM的值与道址有关，通过对系统进行分辨率刻度后，FWTM可以存放在计算机的数据库中。由m_L、m_h可以求出峰区宽度WIDTH为

$$\text{WIDTH}=(m_h-m_L+1)=\text{FWTM}+5 \tag{14.3.12}$$

② 重峰分析：重叠峰是由若干个单峰叠加而成的。采用计算单峰净面积的方法可以计算出整个重叠峰的净面积。但是通常我们感兴趣的是组成重叠峰的各个单峰的净面积，以便求出各个单峰所表征的核素的放射性活度。把重叠峰分解成为各个单峰并求出各个单峰净面积的过程称为重峰分析。通常采用曲线拟合方法进行分析。首先在重叠峰区内以三阶差分法寻峰，找出单峰的个数N_p，以某种峰形函数F来描述单峰的形状（通常采用高斯函数）。峰区内的本底函数仍以二次多项式来描述

$$B=b_1+b_2m+b_3m^2$$

当峰形函数为高斯函数时，峰区内的谱函数可以写为

$$S=b_1+b_2m+b_3m^2+\sum_{j=1}^{N_p}F_j$$

$$=b_1+b_2m+b_3m^2+\sum_{j=1}^{N_p}\{b_{2j+3}+\text{EXP}[-(m-b_{2j+4})^2/2b_4^2]\} \tag{14.3.13}$$

其中m为道址，

j为重叠峰中各单峰的峰号，$j=1,2,3\cdots N_p$

b_1、b_2、b_3为本底函数的系数

b_{2j+3}为第j号单峰的高度

b_{2j+4}为第j号单峰的峰位

b_4为单峰的标准误差，假定重叠峰区内各个单峰的标准误差相同。

用最小二乘法把实际测得的谱数据与S进行拟合，可以求出b_1、b_2、b_3、b_4、b_{2j+3}、b_{2j+4}共$2N_p+4$个参数。为了求出这些参数需要解非线性最小二乘法问题，通常采用迭代法。使用不同的运算技巧可以使得迭代收敛更快。求出各个参数后，还需要检查拟合的误差，检查峰位是否合理等。由于求出了b_4、b_{2j+3}、b_{2j+4}等参数，重峰中每个单峰的峰高、峰位和高斯峰形函数的标准误差就都知道了。可以利用下述两种方法求出单峰的净面积。第一种方法是求峰形函数F的积分得出净面积。当峰形函数为高斯函数时，第j个单峰的净面积A_j为

$$A_j=\sqrt{2\pi}\,b_4b_{2j+3} \tag{14.3.14}$$

第二种方法是首先利用直线本底扣除法求出重叠峰总的净面积A，然后把总的净面积按各单峰的峰高成比例地分配，求出每个单峰的净面积

$$A_j = A\frac{b_{2j+3}}{\sum_{j=1}^{N_p} b_{2j+3}} \tag{14.3.15}$$

第一种方法在理论上是正确的，但在实际中经常采用第二种方法。经验表明，第二种方法在峰形函数不完全符合高斯函数时，也能得到比较准确的结果。而且可以保证重叠峰总的净面积恰好等于各单峰净面积之和。

上面对蜂净面积的计算方法作了简单的叙述，此外还有其他很多种扣除本底和分析重峰的计算方法，这里就不一一叙述了。

4. **核素放射性活度的计算**

在通过寻峰定出各个峰的峰位（道址）之后，利用系统的能量刻度曲线可以求出该峰相应的能量。通过检查核素表可以确定是什么核素的主峰（光电峰）。知道主峰的净面积之后，可以用下述公式定出该核素的放射性强度。

$$\text{ACTTVITY} = \frac{(\text{PEAK AREA})\text{EXP}[\text{L}_{\text{N}}2(\text{DECAY TIME})/(\text{HALF TIMF})]}{3.7\times10^4(\text{COLLECT TIME})(\text{YIELD})(\text{EFFICIENCY})} \tag{14.3.16}$$

其中 ACTIVITY样品制备时该核素的放射性强度（微居）

DECAY TIME样品制备到样品测量时的时间间隔，即衰变时间（分）

HALF TIME半衰期（分）

COLLECT TIME获取谱数据的活时间（秒）

YIELD产额，即该核素衰变时放出该种能量光子的概率

EFFECIENCY对该能量γ射线的光峰探测效率

3.7×10^4 1微居为每秒钟有3.7×10^4衰变数

$LN2$ $LN2=0.693$

14·3·2 系统的刻度

在通用γ谱获取和处理系统中，一般都配备有系统刻度程序。系统刻度就是由已知的放射源（刻度源）获取谱数据，然后对谱数据进行处理，求出：

能量刻度曲线（能量和道址关系曲线）；

能量分辨率刻度曲线（FWTM和道址关系曲线）；

效率刻度曲线（探测效率和能量的关系曲线）。

对刻度谱进行处理求出刻度曲线的程序称为系统刻度程序。

用于获取刻度谱的放射源一般是由多种巳知放射性核素混合而成的，称为刻度源。制备刻度源时要使得刻度谱中至少包含有10—15个比较强的单峰（称刻度峰），刻度峰的能量要比较均匀地分布在系统的整个能量测量范围内。刻度源中的各种核素的名称、放射性活度、半衰期，产额和各刻度峰的能量都是已知的。这些数据可以在程序运行过程中由操作员置入，也可以作为计算机的刻度源数据文件预先存放在计算机系统的外存中，在刻度程序运行过程中调入内存使用。

1. 能量刻度

首先测出刻度源的能谱，在谱中选出各个刻度峰所在的峰区：

$$(m_{Lj},m_{hj}),j=1,2,3\cdots\cdots N$$

其中m_{Lj}、m_{hj}为第j个刻度峰峰区的左右边界道址，N为刻度峰的数目。每个峰区中都包括有一个足够强的单峰，这些峰的能量是已知的，设为E_j，$j=1,2,3\cdots\cdots N$。用寻峰程序在各个峰区中找出各个刻度峰的峰位m_{pj}，$j=1,2\cdots\cdots N$。这样我们就得到了N对能量和峰位数据$(E_j、m_{pj})j=1,2,3\cdots\cdots N$。

能量刻度一般可以用两种方法来进行。第一种方法是假定能量刻度曲线可以用一个多项式来描述

$$E=a_0+a_1m_p+a_2m_p^2+\cdots+a_qm_p^q \tag{14.3.17}$$

其中m_p为刻度峰道址，E为m_p对应的能量。利用上述的能量、峰位数据$(E_j、m_p)$、通过最小二乘法求出系数$a_0、a_1\cdots\cdots a_q$。实际上用以下二次多项式来描述能量刻度曲线就可以了

$$E=a_0+a_1m_p+a_2m_p^2 \tag{14.3.18}$$

第二种方法是插值法。假定能量与峰位之间的关系是逐段线性的。当要确定任何一个峰位m_p的能量E时，首先找出m_p是在哪两个刻度峰之间，然后用下述公式计算出峰位m_p所对应的能量E

$$E=E_j+\frac{m_p-m_{pj}}{m_{pj+1}-m_{pj}}(E_{j+1}-E_j) \tag{14.3.19}$$

其中，$m_{p1}<m_{p2}<\cdots\cdots<m_{pN}$，$m_{pj}<m_p<m_{pj+1}$。

在进行能量刻度时，往往还可以附带地进行能量分辨率刻度，即求出FWTM和道址之间的关系。由刻度谱求出各个刻度峰的$FWTM_j$，得到一组FWTM和峰位的数据$(FWTM_j、m_{pj})$。同样，采用最小二乘法或插值法可以求出任何峰位m_p所对应的FWTM值。在采用最小二乘法时，分辨率刻度曲线也可以用二次多项式描述

$$FWTM=f_0+f_1m_p+f_2m_p^2 \tag{14.3.20}$$

能量刻度可以采用手动或自动两种方式进行。手动刻度时，在能量刻度程序运行过程中，通过人机对话的方式送入各个刻度峰的能量E_j和刻度峰的峰区$(m_{Lj}、m_{hj})$，计算机可以由后者寻出峰位m_{pj}。自动刻度时，须预先在计算机的刻度源数据库文件中存好E_j和$(m_{Lj}、m_{hj})$。通常是第一次进行能量刻度时采用手动刻度，然后将E_j和$(m_{Lj}、m_{hj})$以及所得m_{pj}、$FWTM_j$存放在这个库文件中，这样，在系统做了能量刻度之后，如果经过了一段时间，系统产生了漂移，只要这个漂移不使m_{pj}超出数据库中第j个峰区的边界m_{Lj}、m_{hj}在采用同一刻度源重新进行能量刻度时，就可以利用刻度源数据库文件中的数据进行自动刻度。这是很方便的。

图14-3-6是一个能量和分辨率刻度子程序的示意框图。这个程序中以手动或自动方式送入刻度峰的能量和刻度峰区的边界道址。然后逐个地在各个峰区中找出峰位m_p和FWTM，以最小二乘法求出以二次多项式表示的刻度曲线的系数，也就是能量刻度系数和分辨率刻度系数。最后把刻度系数送入刻度数据库文件中去。

2. 效率刻度

γ谱测量系统的探测效率和能量的关系曲线称为效率刻度曲线。不同种类探测器的效率刻度曲线的形状是不同的。例如对于Ge(Li)探测器的效率(EFF)和能量(E)的关系，

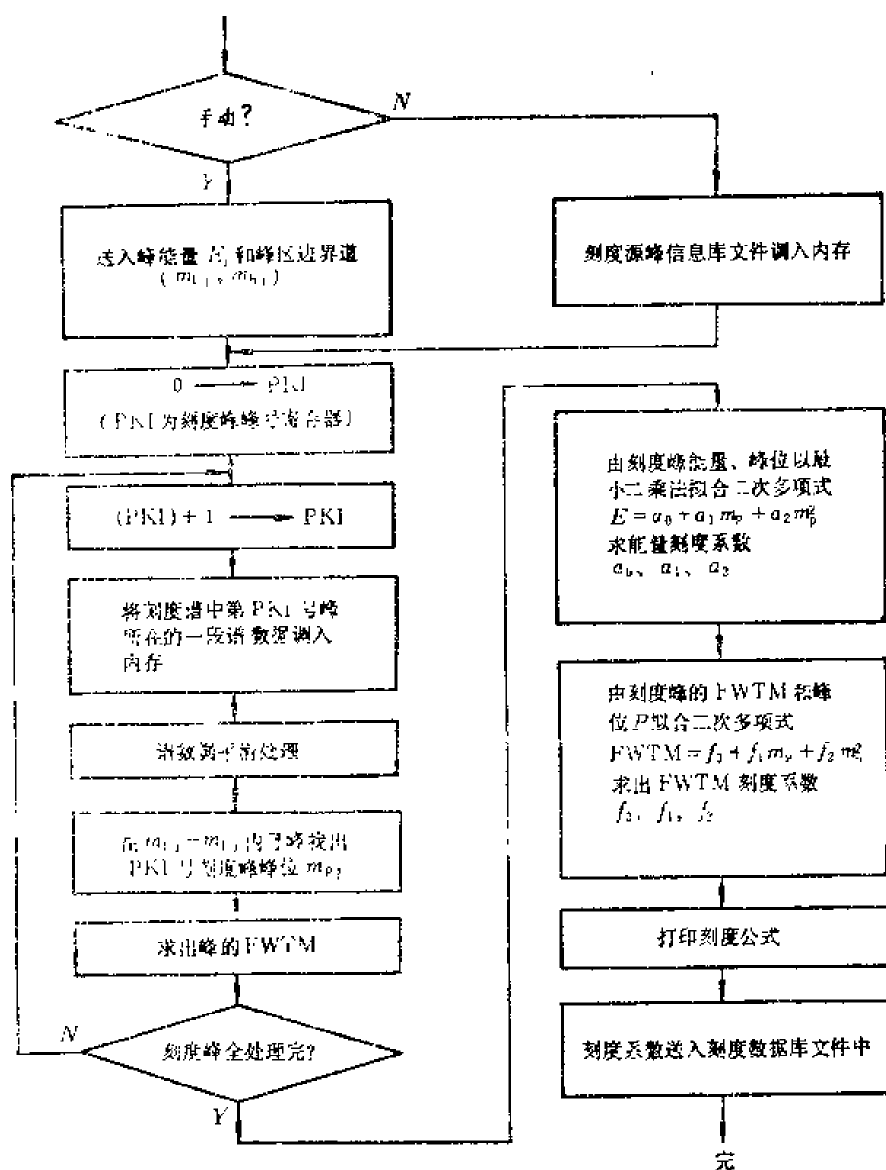


图14-3-6 能量、FWTM刻度程序示意图

在全对数坐标上可以近似地用二条抛物线来表示（图14-3-7）。

两条抛物线的连接点称中点能量。中点能量大约为1.00—200keV这两条抛物线用两个二次多项式描述，两个二次多项式共有六个系数，称为效率刻度系数。再加上中点能量共有7个数据，作为效率刻度结果存放在系统的刻度数据库文件中。

在进行效率刻度之前首先必须进行能量刻度和分辨率刻度。为了进行效率刻度，要用已知活度的核

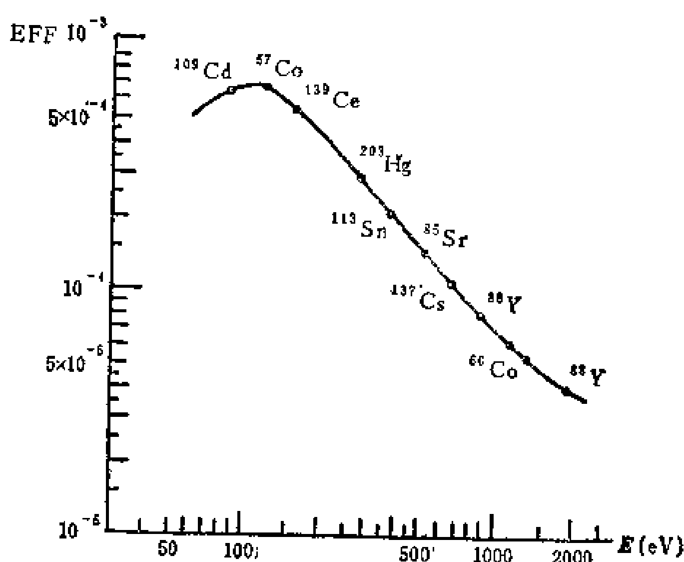


图14-3-7 Ge(Li)探测器的效率刻度曲线一例

素制备放射源（称效率刻度源），这些核素产生的全能峰应该分布在整个能量区域上（图14-3-8），并且在中点能量左右至少应有三个以上的峰。每种核素的衰变时间、半衰期、放射性活度、产额和能量等数据都是已知的，并预先存放在刻度源数据库文件中。

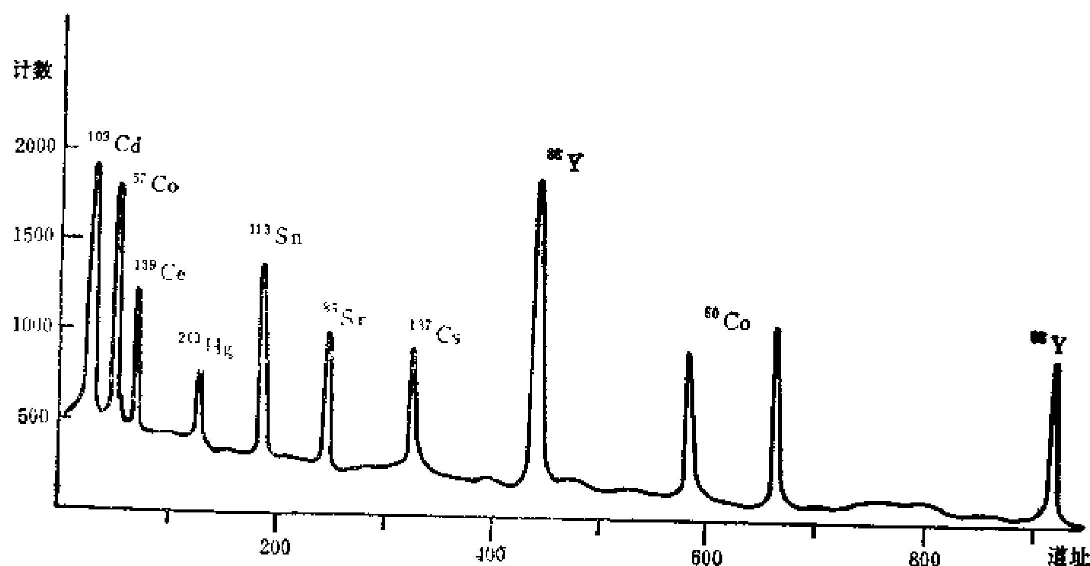


图14-3-8　已知核素的全能峰示意图

在进行效率刻度时，首先从刻度源获取能谱，由各个峰的净面积计算出效率。计算峰净面积时需要知道各个刻度峰峰区的左右边界m_{Lj}、m_{hj}。这可以从刻度源数据库文件中查出刻度峰能量E_j，通过能量刻度曲线推算出刻度峰的应在道址，在刻度峰应在道址左右的峰区内寻峰，精确地定出刻度峰的实际道址P_j。由分辨率刻度曲线求出刻度峰的$(FWTM)_j$、则第j个刻度峰的准确的峰区边界m_{Lj}、m_{hj}为

$$m_{Lj}=m_P-\frac{1}{2}(FWTM)_j-k$$

$$m_{hj}=m_P+\frac{1}{2}(FWTM)_j+k$$

其中k为常数、例如取$k=2$。在m_{Lj}、m_{hj}求出后，利用直线本底扣除法可以求出第j个刻度峰的净面积。最后调用刻度源数据库文件中的各个刻度峰相应的放射性活度、产额等数据，由14.3.16式计算出该刻度峰的探测效率EFF：

$$EFF=\frac{\text{峰净面积}\times EXP[Ln2\times\text{衰变时间(分)/半衰期(分)}]}{3.7\times10^4\text{测量活时间(秒)}\times\text{产额}\times\text{活度(微居)}}$$

对于N个刻度峰可以得到N对刻度数据（EFF_j、E_j）、$j=1,2,\cdots\cdots N$。取对数得到$Log(EFF_j)$、$Log(E_j)$、$j=1,2,\cdots\cdots N$。把这N对数据以中点能量为界分成高能和低能二组，并且分别以最小二乘法和二次多项式拟合，得到6个效率刻度系数，加上中点能量共7个数据送入刻度数据库中。

需要指出，对于不同的探测器、能量刻度曲线、分辨率刻度曲线和效率刻度曲线是不同的。对于同一个探测器，当测量的几何条件不同时，效率刻度曲线也是不相同的。因此，常需要在不同的探测器和不同的几何条件下进行系统刻度，作出很多条刻度曲线，得出很多组刻度系数存放在刻度数据库中。对于每组能量、分辨率刻度系数都标以探测器号码，对于每组效率刻度系数除了标以探测器号码之外，还要标上几何条件号。在引用刻度数据

时需要根据探测器号和几何条件号在刻度数据库中选用相应的数据。

14.3.3 谱数据文件和分析数据文件

现代的计算机软件，都设有操作系统，操作系统对整个计算机系统的资源（包括中央处理机、存储器、输入输出设备和信息）进行管理。操作系统中与信息管理有关的部分称为文件系统。文件系统使我们能按统一的形式管理信息，很方便地进行信息的存取和传送。系统中的所有信息，包括数据、程序等都可以组成一个个的文件，每个文件被赋予一个文件名。在程序运行过程中，可以按文件名来调用文件，而无需知道该文件在外部设备或存储器中的具体地址，显然这对编制程序是非常方便的。

1. 谱数据文件

在能谱获取和处理系统中，由所获取的谱数据组成的文件称为谱数据文件。在数据获取过程中，谱数据通常存放在数据存储器或计算机的内存里。数据获取完毕之后，常常把谱数据传送到外存储器（如磁盘）中，以便成批地进行处理。谱数据在磁盘中形成谱数据文件。每个文件中可以存放若干个谱的数据，每个谱被赋予一个索引号。在进行谱数据处理时，可以按谱数据文件的名字和谱索引号调用一个谱的数据。通常一个谱又被分成若干个记录段，也可以按记录段号调用谱的某一段数据。在不同的系统中谱数据文件的格式不同，下面我们举一个例子进行说明。假定在磁盘中存储一个数据的单元是双字长的浮点字，以296个单元作为一个记录段，每个记录段存放256道谱数据。296 个单元中，头尾各有 20 个单元重复相邻两个记录段交界处的内容。即某记录段的前20个单元重复前一个记录段中256道数据的最后20个数据，而前一记录段的最后20个单元重复后一记录段中256道数据的前20个数据。这就避免了谱数据中的一个峰区正好跨越在两个记录段的交界处的情况，使得每一个峰区都能完整的包含在记录段中。这样我们依次处理各个数据段就可以完整地处理每一个峰。每16个记录段中存放一个完整的4096道谱数据。在每个谱的第一个记录段的前20个单元中存放着该谱的标题和说明信息（如样品号、探测器号、几何条件号、衰变时间和测量时间等），以说明这个谱的测量条件。每个谱数据文件可存放共10个 4k 谱(索引号1—10）。这样，在数据处理时程序可按文件名、索引号、记录段号随意调用这10个谱中的任何一段。

2. 分析数据文件

在谱数据处理过程中，还经常需要利用大量的数据和常数。例如，能量刻度系数、能量-核素名称数据表、核素表（表中列出各种核素的名称、主峰能量、半衰期、产额等）。所有这些数据都以文件形式存放在系统的磁盘中。这些在谱分析过程中，必需引用的数据和各种参数的文件称为分析数据文件。在谱分析程序运行过程中，由程序以文件名字来调用所需数据。不同的系统中，分析数据文件的种类和格式是不同的。下面以某个系统的分析数据库为例来说明这些文件的种类和内容。

（1） 刻度数据库文件：在这个文件中存放着几种（本例 4 种）探测器能量刻度系数和分辨率刻度系数（每种刻度系数由三个刻度数据组成，对应于二次多项式刻度曲线的三个系数）。对于每种探测器又按几种（本例 5 种）不同的几何条件建立效率刻度系数（本例共20组），每组效率刻度系数包括 7 个刻度数据（每条效率刻度曲线由两个二次多项式描述，共有 6 个系数，另外包括一个联接这两个二次多项式的中点能量值）。这样在本例

中，刻度数据库中以一定的格式排列共存放有 $4\times2\times3+20\times7=164$ 个刻度数据，此外，还包括有每种刻度曲线的刻度日期等。刻度数据库文件被赋予一个名字，按照文件名字以及所需刻度数据在文件中的记录段号，谱处理程序随时可以从磁盘中调出所需的刻度数据。

（2） 刻度源数据库文件：在进行系统能量、效率刻度时，需要使用多种放射性核素混合的放射源。由于系统中的电子学设备存在着漂移，系统刻度需要经常进行，因此把刻度源的有关数据存放在磁盘中将给使用者带来很大的方便。在每次进行刻度时使用同一个刻度源，不需要重新送入刻度源的数据。

刻度源数据文件通常包括两部分：第一部分是峰信息文件，给出刻度源中全能峰的峰位，能量和FWTM。在文件中数据排列格式如表14-3-1（设有15个峰）所示。

表14-3-1　刻度源数据文件中的峰信息格式

单　元	内	容
1	1#	峰位（道数）
2	1#	峰能量（keV）
3	1#	峰FWTM（道数）
4—6	2#	峰数据
⋮		⋮
43—45	15#	峰数据

第二部分是刻度源中各核素的数据表。数据表共包括5个记录段，每个记录段由85个单元组成，存放一种刻度源中15种核素的数据，共可存放五种刻度源数据。每个记录段的内容如下表14-3-2。

表14-3-2　刻度源数据文件中的核素数据的格式

单元	内　　容
1	核素名称（字符串）
2	γ射线能量（keV）
3	半衰期
4	该能量γ射线的产额
5	活　度
6—10	第二个核素数据
⋮	⋮
76—85	几何条件说明（字符串）

这个库文件也是以文件名字和记录段号由刻度程序来调用。

一般在系统中还应有修改库内容的服务程序，当系统的使用者更换不同的刻度源时，可以调用服务程序来修改库中的数据。

（3） 核素识别库文件（峰标记库）：此文件在磁盘中分为两个记录段，每个记录段包括300个单元，每个单元是三个字长的浮点字。第一记录段中以能量递增的顺序存放峰能量。第二记录段中是一个核素名称表（由字符串组成的核素名），核素名字按单元位置

的顺序与第一记录段中的能量数据相对应。这样，在库中共存放300对峰能量和相应的核素名称信息。在核素识别程序中，调用并检索峰标记库，即可由谱数据中的峰位（能量）找到该峰可能是属于哪种核素的特征峰。

（4）定量分析库文件：这个库文件包括600个单元，每个单元是一个三字长的浮点数字。库文件的内容及格式如表14-3-3所示。

表14-3-3 定量分析库文件的格式

单元	内容
1	核素名字（字符串）
1+1	该核素产生的峰数目
1+2	主峰的产额
1+3	半衰期（分）
1+4	主峰能量(keV)
1+5	第1验证峰能量(keV)
⋮	⋮
1+4+k	第k个验证峰的能量(keV)
1+4+k+1	第2个核素名字
⋮	⋮

在进行谱的定量分析时，首先根据峰能量检索峰标记库，找出此峰可能是属于哪个核素。再根据核素名检索定量分析库，验证其全部的特征峰是否都存在，并由库中取出相应的分析参数，以便计算样品中各个核素组分的放射性活度。

上面举例说明了各种库文件的内容和结构。对于不同的获取和处理系统，库文件的种类，内容和结构可能是不同的。但是它们都是以文件的形式存放在磁盘中，谱数据处理程序以文件名字来调用这些文件。此外，系统的软件中还应包括有用于库内容修改的服务程序，和建立一个新的库文件的服务程序。使用库修改程序时，通过人机对话，用一系列的键盘命令如DELETE（消去某一核素），ENTER（往库中记入新的内容）等对库中的内容进行操作。对于一个通用能谱处理系统，为使用者提供修改库的手段是很重要的，因为系统中已有的核素数据库不一定能满足实验的要求。如果使用者有修改库的手段，则系统就能适应各种不同的实验要求。

14.3.4 Y谱的定量分析

γ谱定量分析是指对一个未知样品进行分析。定出其中含有的各种核素名称及活度。当我们仅对某几种指定的核素感兴趣时，我们可以建立一个指定核素分析库文件，在文件中包含感兴趣的核素名称、主峰能量、半衰期、产额等。在对样品谱的数据进行处理时，先找出峰位，然后检索指定核素分析库，如果峰能量与库中某核素的主峰能量相吻合，则认为样品中存在此种核素并计算其活度。

如果要分析未知样品中的各种核素的名称及活度，即进行全面定量分析时，也是首先在谱中寻峰。如果谱内有相邻很近的峰，还需要进行重峰分析。定出峰位之后，在峰标记库内进行检索，找出每个峰可能属于哪种核素。然后在定量分析库文件中按核素的名字进行检索，当与库中核素名称一致时，即按定量分析库文件中的各个验证峰的能量核对被分析谱中是否存在这些验证峰。如果各验证峰在样品谱中都存在，则认为样品中确实存在有

该核素。然后计算主峰净面积，求出该组分的放射性活度。

在进行定量分析之前，应使用参数调入服务程序向系统输入几个分析参数，其中包括能量窗DK、峰的灵敏因子σ、平滑次数KS、重峰分析开关等，能量窗是峰识别的能量容许偏差，当谱中的峰能量与库中的峰能量的差别小于能量窗时，即认为该峰与库数据中的

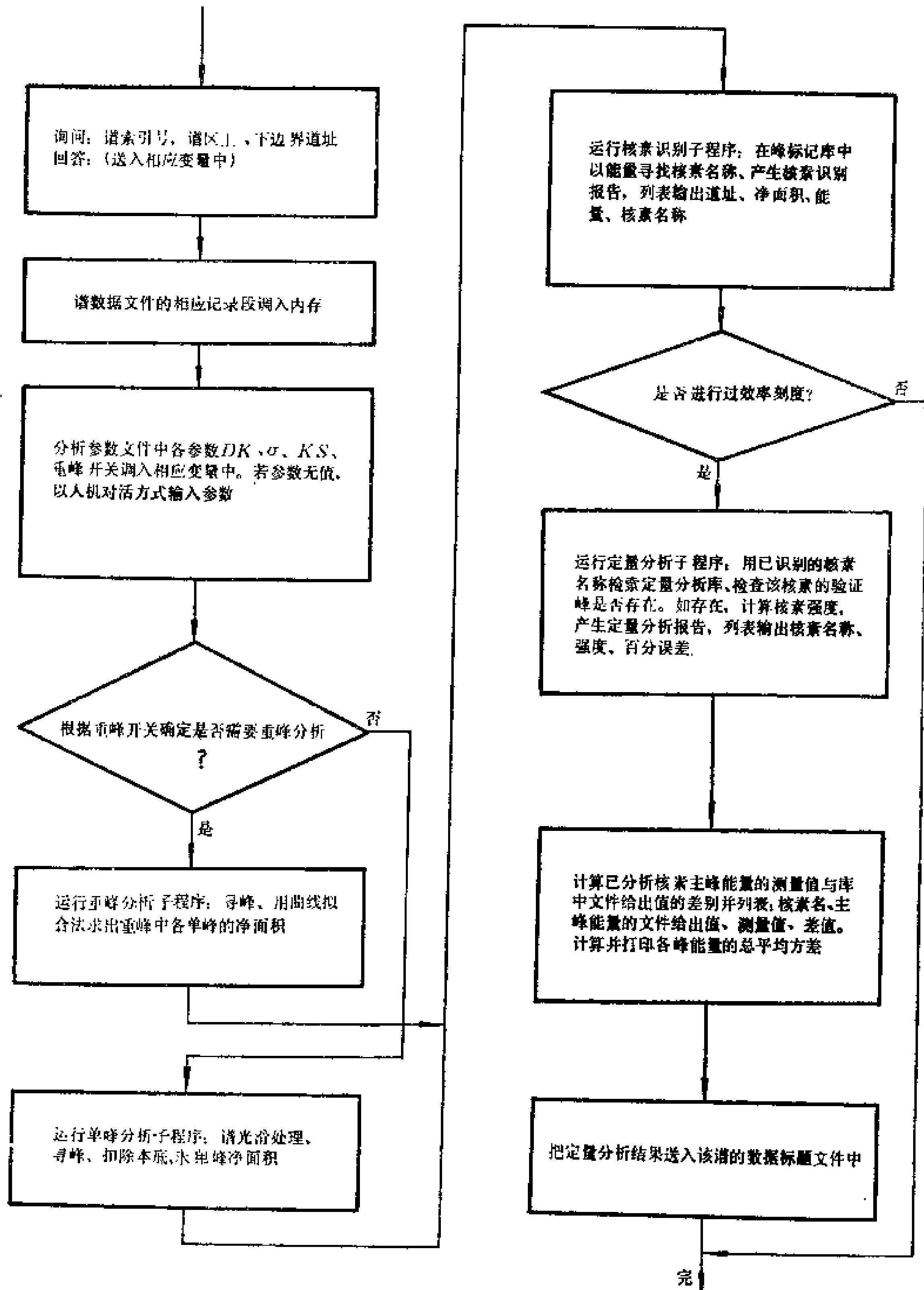


图14-3-9 γ谱定量分析程序的示意框图

峰能量相吻合，能量窗的宽度通常为0.5keV—2keV，由实验者确定。峰灵敏因子σ是区别有意义的峰和统计涨落造成的假峰的判别因子。σ的意义在第二节中讲述自动寻峰时已经讲过了。平滑次数KS决定在寻峰之前对谱进行平滑处理多少次。重峰开关决定是否进行重峰分析。当进行重峰分析时平滑次数一般选为零，以便能更好地探测出重叠峰。

图14-3-9是一个γ谱定量分析程序的示意框图。通过这个框图可以了解定量分析程序的大致结构和数据处理的过程。

下面是对存放在磁盘中的谱数据进行处理后由计算机输出的γ谱分析报告的例子。这份γ谱分析报告分为下述几个部分：

（1） 测量条件和谱分析中所用参数的说明：包括被分析谱的索引号、谱的分析范围（起、终点的道址）、被分析样品的说明、所用探测器的编号、测量几何条件编号、样品的衰减时间、测量活时间和百分死时间等等。谱分析所用参数包括能量窗DK、灵敏因子σ、平滑次数KS、重峰开关。获取条件和分析参数大都是在获取之前或处理之前由操作者指定的。

（2） 报告的第二部分列出了谱中存在的峰，每个峰的峰位（峰中心道址）、峰的净面积及误差、峰中心对应的能量（由峰位经能量刻度公式算出）。如这个峰可能是某种核素的特征峰则列出该核素的名称。

（3） 核素定量分析结果：列出了被测样品中所含有的核素名称、活度、置信度为90%的百分误差，表14-3-4中E-02代表$\times10^{-2}$，UC为微居，EA代表点源样品。

（4） 定量分析所得的各种核素的主峰能量的预期值（即预先存放在峰标记库中的能量值），测量值及两者之间的差值，以评价系统的测量精度。

另外，此表由计算机打印，元素符号等写法不同于标准写法。表14-3-4中GAMGL是某γ谱分析程序的代号，RUN是执行该程序的指令，下面画有横道的字符，在人机对话时由使用者通过键盘输入给计算机。

表14-3-4 γ 谱分析报告的格式

γ 谱 分 析 报 告	注 释
* RUN GAMGL	运行γ谱分析程序
SPECTRUM INDEX:1	谱索引号
LOWER LIMIT (CHAN):20	分析下限（道）
UPPER LIMIT (CHAN):4000	分析上限（道）
DATE: 24-JAN-79	日 期
SAMPLE NUM BER:5	样 品 号
DATE COLLECTED:24-JAN-79	谱获取日期
TIME COLLECTED:10:48	谱获取时间
DETECTOR:1	探测器号
GEOMETRY:2	几何条件号
DECAY TIME (MIN):85000.00	衰变时间（分）
COLLECT TIME (SEC):1000	获取活时间（秒）
% DEAD TIME:0.0	百分死时间
ANALYSIS PARAMETERS:	分析参数
ENRERGY WINDOW (KEV): 0.50	能 量 窗
SIGMA: 2.00	σ，灵敏因子
SMOOTHS: 0	谱平滑次数
MULTIPLET ANALYSIS: Y	分析重峰

GAMMA SPECTROGRAPHIC ANALYSIS

CHANNEL	AREA	ENERGY	ISOTOPES
48.27	1586+-19.86%	33.19	
129.63	491+-39.39%	70.80	
134.18	732+-39.05%	72.90	
166.97	7940+- 4.26%	88.06	CD-109
240.42	9971+- 3.30%	122.01	CO-57
271.57	1090+-26.28%	136.41	SE-75, CO-57
334.96	5705+- 5.14%	165.71	BA-139, CE-139
527.78	666+-33.21%	254.83	BA-142
580.09	5297+- 4.66%	279.01	HG-203
823.62	6071+- 3.46%	391.55	SN-113
1088.47	5548+- 3.81%	513.93	SR-85, KR-85
1408.21	4028+- 5.27%	661.66	CS-137
1738.20	597+-25.76%	814.09	
1919.99	14430+- 1.73%	898.06	Y-88, RB-88
2516.05	6709+- 2.57%	1173.31	CO-60
2860.94	5873+- 2.85%	1332.55	CO-60
3951.86	7428+- 2.12%	1836.03	Y-88, RB-88

RADIONUCLIDE ANALYSIS

ISOTOPE	ACTIVITY	
CD-109	2.17060E-02	UC/EA+-4.26%
CO-57	1.46019E-03	UC/EA+-3.30%
CE-139	1.06839E-03	UC/EA+-5.14%
HG-203	2.43465E-03	UC/EA+-4.66%
SN-113	1.63490E-03	UC/EA+-3.46%
SR-85	1.92649E-03	UC/EA+-3.81%
KR-85	2.36101E-03	UC/EA+-3.81%
CS-137	8.94902E-04	UC/EA+-5.27%
Y-88	4.31021E-03	UC/EA+-1.73%
CO-60	1.16476E-03	UC/EA+-2.85%

ISOTOPE	EXPECTED	MEASUREO	DIFFRECE
CD-109	88.04	88.06	0.02
CO-57	122.06	122.01	-0.05
CE-139	165.85	165.71	-0.14
HG-203	279.19	279.01	-0.18
SN-113	391.69	391.55	-0.14
SR-85	514.00	513.93	-0.07
KR-85	514.00	513.93	-0.07
CS-137	661.64	661.66	0.02
Y-88	898.02	898.06	0.04
CO-60	1332.46	1332.55	0.09

STANDARD DEVIATION=0.10

ANALYSIS TIME=7.28MIN

总之γ谱数据处理主要包括三方面的工作：(1) 系统刻度：包括对实验系统进行能量刻度、效率刻度和分辨率刻度（FWTM或FWHM刻度），刻度的结果存放在系统中。(2) 数据分析：包括对谱数据进行平滑处理，找出峰的精确位置，求出峰的净面积，FWTM等。(3)数据解释：对分析所得的数据作进一步的解释，把最后的结果以清晰的表格的方式输出给实验者。上述各项工作是由计算机程序自动完成的。在一个通用的γ谱获取和处理系统中，为了适应各种不同的实验需要，要求软件能处理在各种实验条件下获取的数据，适应于不同尺寸和特性的探测器，不同的计数率和统计性。能够分析复杂谱，不需预先知道谱的组分，特别是能够分辨和分析谱中的重峰。数据处理的输出结果尽可能接近实验者需要的最后结果，计算结果的误差应不超出实验数据的统计误差和刻度数据误差。此外应向实验者提供编制自己谱处理程序的工具，以满足多样化的处理要求。因此，很多计算机多道分析系统中，都配置了专用的谱分析程序设计语言和其它一些建立和修改数据库的服务程序。

前面我们以γ谱仪系统为例讨论了谱数据的处理方法以及谱处理程序的一些特点。当然，这个例子只是针对某个特殊系统的，随着实验任务的不同，数据处理的数学方法和处理程序也不同，即使同样是γ谱处理系统也可以采用不同的数学方法和处理程序对谱数据进行处理。因而对于使用者，必需对系统中配置的谱处理的软件的内容有一定的了解，才能正确地使用系统。

14.3.5 谱分析程序设计语言与谱分析程序库

前面已指出，计算机多道分析器中配备的谱处理程序都是以某些固定的数学方法和处理过程来处理数据的，使用方便但通用性不强。当改变分析任务或用户企图以不同的数学方法或处理过程来处理谱数据时，必需重新编写数据处理程序。为了给使用者发展新的应用软件提供方便，在一些通用的谱获取的处理系统中，还配备有谱分析专用程序设计语言或谱分析程序库。

1. 谱分析程序设计语言

这种程序设计语言是为了专门解决某一类问题（如能谱分析）而制定的程序语言。使用这种专用语言来编写谱分析程序可以使源程序大大简化，从而减少用户编制程序的工作量。现已研制了很多种谱分析程序设计语言，一般说来，具有如下几个特点：(1) 谱分析程序语言具有象通行的高级程序语言（如FORTRAN语言）一样强的算法功能，而且在词义、句法等方面尽量与通行的程序语言统一，以易于使用者学习和掌握它的使用方法。(2) 谱分析程序语言中包括有谱数据处理中常用的一些专用功能语句，使用一条或几条这种语句就可完成寻峰、谱平滑、求峰净面积、曲线拟合和重峰分析等操作。这就大大简化了用户自己编制的源程序。(3) 有人机对话的能力，使操作人员在程序运行的过程中能够很方便地控制程序的运行。(4) 有比较强的I/O控制功能。在操作系统的支持下，专用语言以文件的方式对I/O设备和大容量存储器进行操作。数据和程序都以文件的形式存放在具有目录结构的外部设备中（如磁盘）。专用语言中有一整套用于存取这些文件的命令，可以非常方便地在外部设备和内存之间传送信息。谱分析程序设计语言，尤其是专用功能语句，可以使数据处理程序简化。但是这些专用功能语句（如寻峰、求净面积等语句），仍然是以一定的数学方法为依据而制定的。当用户企图改变谱分析的数学方法时，如果软

件系统只有一种专用功能语句就会受到很大的限制。例如，谱分析程序设计语言中，如果求峰净面积的语句是以直线本底扣除法为基础编定的，当我们要用曲线拟合法扣除本底时，这个语句就不能使用。为了解决这类问题，可以在系统中配置一个谱分析程序库。

2．谱分析程序库

在用户自行编制各种应用程序来处理谱数据时，大都会用到一些功能相同的程序段称为程序模块。每个用户在编写程序时反复编写和调试这些模块是不必要的。我们可以把各种用户在编制程序时经常用到的一些程序模块预先编好，存放在系统中，用户在自己的应用程序中可以随意调用这些程序模块。这些预先存放在系统中的程序模块组成一个谱分析程序库。库中的程序模块可以包括下述几类：第一类是常用的数学运算程序模块。如解线性方程组、求逆矩阵、数学微分和差值、多项式拟合、非线性拟合和快速富立叶变换等。第二类是谱分析服务程序：如印谱程序、数据库的编辑程序等。第三类是谱分析用的专用功能模块：如寻峰、求峰净面积，谱光滑处理和谱曲线的拟合等。与谱分析程序设计语言中按一种数学方法制定的专用功能语句不同，在谱分析程序库中把使用各种不同的数学方法完成同一功能的程序，都编制成各种独立的程序模块放在库中。譬如，对于寻峰程序，有一阶导数法寻峰，二阶导数法寻峰、方波滤波法寻峰和协方差法寻峰等程序模块。对于求峰净面积也有各种不同的本底扣除方法，可以分别编制出很多种计算净面积的程序模块。在用户编制自己的谱分析程序时以适当的方法调用这些模块，可以选择适合自己需要的数学方法。这样，就大大地扩展了系统软件的适用范围和灵活性。

谱分析程序库中的各程序模块是用通用程序设计语言（如FORTRAN）编写的。用户可以按照自己设计的谱处理过程把选用的程序模块装配起来，组成自己的谱处理程序。

总之，谱分析程序设计语言和谱分析程序库都是为了用户编制自己的谱处理程序而配置的软件。在用户编制自己的谱处理程序时，使用这些软件可以节省编制程序的工作量。谱分析程序库由于包含有常用的数学计算程序模块和以各种不同的数学分析方法为基础的专用功能程序模块，具有较大的灵活性，能够适应用户在谱数据处理中的各种特殊要求，是一种比较好的方法。我们研制的DD-800微计算机多道分析器，就是采用这种方法。

第四节　多参数谱数据获取的基本方法

在上一章叙述过用一般多道分析器进行双参数谱的获取。曾经指出，如果每个参数用64道来获取，x参数、y参数各占6位，双参数谱需要$64^2=4096$个存储单元，地址码要12位。如果存储器各有6位的三参数谱，需要$64^3=262144$个存储单元，地址码要18位。可知在多参数谱的获取中，所需存储单元数量为各参数道数之积，地址位数为各参数位数之和。因此，获取多参数谱首先遇到需要巨大存储容量的问题。这也是本节要说明的主要问题。

k个参数的多参数谱中的每一个地址M，是由各参数地址码$m_1m_2\cdots\cdots m_k$组成的多维向量：

$$M=\begin{bmatrix} m_1 \\ m_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ m_k \end{bmatrix}$$

M称为标码[1]。以标码的维数来分类，单参数分析可称为一维分析，双参数和三参数分析称为二维分析和三维分析。如以显示图形的座标维数分类，则要加上计数n这一变量，双参数谱的图形就称为三维谱，余此类推。双参数谱的三维图形见第十三章图13-4-8，13-4-10所示。

在单参数谱获取中，我们采用了直接选址的方法，把ADC变换所得的地址码作为计算机内存中数据区的相对地址。因而数据区中存放某类事件计数的地址与该事件的标码有一一对应关系。所需数据区的单元数与最大标码值相等。在三参数分析时，设每个参数地址码最大为1000，则M最大为10^9。如果也采用直接选址方式获取数据，在计算机的快速存储器中需要开辟一个有10^9个单元的数据区，在目前的技术条件下，这显然是不能实现的。因此，在多参数获取时，除非标码的长度不过长，一般不采用直接选址的获取方式，而要发展一些其他的获取方式。

另一方面，实际多参数谱的有用数据大都集中在标码场中很小的一部分区域。例如，一个标码场为10^6的双参数谱，计数较高的数据点（峰区数据）的个数可能不到一万，其它99万个数据点被计数很少的、无意义的本底所占用。因而有可能使用为数很少的存储空间把有意义的数记录下来，而不去存储标码场中那些无意义的数据。这就是利用计算机发展新的多参数获取方法的出发点。下面我们分别介绍在多参数分析中常用的数据获取方法。

14.4.1 事件记录型

事件记录型数据获取是在每一个被测物理事件到来时，将其各个参数变换成标码后，对标码不进行分类，直接把标码在存储器中记录下来。因而存储器每单元的内容不是事件的计数，而是表征该次事件的标码。数据在存储器中的位置是按事件到来的先后次序排列的。占用存储空间的大小与事件的总计数对应。由于构成多参数谱的事件总计数很大，需要使用大容量存储器，如磁带、磁盘等。但是一般大容量存储器都是顺序存取存储器，存取速度很慢，而事件到来的时间又是随机分布的，为了减少漏计数，可以在计算机的快速内存中开辟两个数据缓冲区来记录事件的标码。当一个缓冲区记满后，由另一个缓冲区继续获取数据，把已记满的缓冲区的数据传送到大容量低速存储器中。在这种情况下，整个系统所允许的最高平均计数率由大容量存储器的速度决定。

在事件记录型的数据获取中，只是把每次事件的标码记录下来，并没有对标码进行分类和统计每种标码的计数。因而在获取完毕之后还必需把记录下来的数据进行整理，即统计每种事件标码的计数以得到一个多参数谱。这项工作是由软件进行的。当然，在事件计数率很低时，也可以在获取过程中同时对数据进行处理。事件记录型数据获取的优点是对标码的长度没有限制，也就是说在很大的标码场中发生的事件都可以记录下来，对于参数很多（如三参数、四参数）的谱的获取是很适宜的。其缺点是，由于在获取过程中不对事件分类，因而在获取过程中不能对谱随时进行观察，只有在获取完毕并进行了数据处理之后，才能观察到谱的形状。或者用数字窗选取某一小范围内的标码，在获取过程中同时进行显示。这对实验者来说可能是不方便的。此外，由于大容量存储器的存取速度比较低，

---

1) 标码：Descriptor，又称描述符，是被测物理参数值（包括单参数和多参数）的数码表示形式。

使得整个系统所能允许的最高平均计数率比较低。但是，随着存储器制造技术的发展，在一些新型的大容量快速存储器出现之后，这一限制将会得到改善。

14.4.2 联合存储型

前面已经讲过，在进行多参数谱获取时，在很大的标码场中，实际有意义的数据点数量可能不是很多。如果有意义的数据点就是出现几率比较大的点，可以根据同一标码的出现几率来选择有用的数据点，而将计数很低的本底滤去。为此，可以在计算机内存中开辟一个字数为几千的标码缓冲区，按事件到达的时间自然顺序来记录事件的标码，标码缓冲区中每个存储位置存储一种事件的标码，标码相同的事件只是第一次输入时被记录，缓冲区内各单元中的标码就不会重复。这样，在标码缓冲区中可以得到几千种不同的标码值。由于出现几率大的标码可能先被存储下来，因而标码缓冲区中所记录的标码就是在整个标码场中和峰区相对应的那些数据点的标码。在标码缓冲区中记录下来的这些标码称为高几率标码。获取了高几率标码后，就可开始获取高几率事件的计数，存储在与高几率标码对应的另一个存储区中。记录事件计数的存储区称为计数缓冲区。每当一个新的事件到来时，由程序把标码缓冲区的内容检索一遍，并与新事件的标码进行比较，如果新事件的标码属于高几率标码，就在计数缓冲区的相应单元累积一个计数。如果新事件的标码不属于高几率标码，则不予记录。

表14-4-1画出了标码缓冲区和计数缓冲区的示意图。两个缓冲区中存储单元的位置有一一对应关系。标码缓冲区的起始地址为D，计数缓冲区的起始地址为C。

表14-4-1　联合存储的存储缓冲区结构

地址	标码缓冲区	地址	计数缓冲区
$D+n-1$	事件 n 的标码 M_n	$C+n-1$	标码为 M_n 的事件计数
	⋮		⋮
	事件 i 的标码 M_i		标码为 M_i 的事件的计数
	⋮		⋮
	事件 2 的标码 M_2		标码为 M_2 的事件的计数
D	事件 1 的标码 M_1	C	标码为 M_1 的事件的计数

在上述的数据获取方法中，标码和该标码表征的事件的计数联合存储在存储器中，因而称为联合存储型数据获取，或简称联合存储[1]。

下面分析一下在联合存储中有用标码占领标码缓冲区的几率问题。如果谱中峰区计数与本底计数相差很大，那么标码缓冲区基本上都为有用标码所占用，其中本底标码很少。如果本底的总计数比较多，本底抢占缓冲区的几率就比较大。在这种情况下，必需采用一些其它方法来减少本底标码抢占标码缓冲区的几率。一种方法是在测量过程中自动地定时检查各标码的计数。当计数缓冲区中某些标码的计数低于预定的数值时，清除这些计数，并相应地清除标码缓冲区中的标码。将缓冲区中的这些新空出来的存储单元用于接收新的标码和计数。另一种减少本底的方法是采用所谓“对选”的方法[2]，即在数据获取过程

1）联合存储：Associative storage

2）对选：pair-selection

中，成对地记录标码。如果先后出现的两个标码接近，就分别记录在标码缓冲区和计数缓冲区中。如果两标码相差很远，则两者都不记录。这样，占用缓冲区的几率为标码出现几率的平方。设有用标码 M_1 出现的几率为 $P_1=\frac{1}{5}$，本底标码 M_2 出现的几率 $P_2=\frac{1}{20}$。经过对选后，M_1 被记录的几率为 $P_1^2=\frac{1}{25}$，而M_2 被记录的几率为 $P_2^2=\frac{1}{400}$。这样，虽然有用事件的记录效率有所降低，但本底降低得更多，有助于提高有用事件和本底的比值。

用联合存储进行数据获取的另外一个重要问题是如何对标码缓冲区进行检索。最简单的办法是顺序检索。顺序检索是在新事件输入时，把标码缓冲区的内容按地址顺序检索一遍。如果标码缓冲区内某一已存标码与新获取事件的标码相等，就把计数缓冲区相应地址的内容加1。如果检索所有已存标码，没有一个和新输入事件标码相等，在标码缓冲区尚未存满时，标码缓冲区下一个检索地址的内容将为零，就把这次获取事件的标码作为一个新的高几率标码，存入标码缓冲区这个内容为零的地址中。同时使计数缓冲区相应地址的内容加1。如果对标码缓冲区顺序检索一遍后，全是与本次获取事件不同的非零标码，说明标码缓冲区已记满，则本次获取事件不属于已存高几率标码，就不予记录。

顺序检索法的最大缺点是检索速度太慢。如果标码缓冲区有 n 个单元，而高几率标码出现的几率相等，每获取一个新事件平均需检索 $n/2$ 次。设 $n=16384$，每获取一个事件平均要检索8192次，这需要花费很长的时间。已经发展过一些快速检索方法，例如将标码按大小分支排列的树形检索[1]。

联合存储法的最大优点是利用较小的存储缓冲区可以从很大的标码场中获取几率最大的事件数据。在谱的峰很高并密集在标码场的很小一部分地区时，这个优点尤为突出。与事件记录方式不同，联合存储方式在获取的过程中同时进行检索和分类，因而获取过程中即可得到谱的各点数据的累积结果，便于实验者随时观察谱的获取过程。这是联合存储方式的另一个优点。联合存储方式的缺点是存储器的利用率不高；在存储缓冲区中，除了用于累积计数的计数缓冲区之外，还必须开辟一个标码缓冲区。在树形检索时，标码缓冲区中还需存放进行分支检索的相邻标码地址。使缓冲区中真正有用的数据只占很小的比例。

14.4.3 伪随机数字变换型

联合存储型数据获取是把标码和计数一起存储起来，以较小的存储空间来存储大标码场的谱数据。由于标码和存储地址之间没有固定的联系，在存储一个新事件时，必须用程序检索出此事件应存入的地址，因而降低了事件获取速度。如果我们能在标码和计数存储区地址之间建立起某种固定的关系，根据事件的标码立即可以找出事件应进入的地址，就可以大大节省检索时间。问题是标码场中的标码有上百万个，而数据缓冲区只有几千个单元，自然不可能建立起一一对应的关系，只能是一个计数缓冲区单元和若干种事件标码相对应。举例来说，设标码场为 1024×1024，共有 1048576 种标码。如果计数缓冲区只有8192个单元，则每个计数缓冲区单元和 128 种事件标码对应。我们虽可以用某种变换函数来确立标码和计数缓冲区单元地址之间的某种对应关系，但是不能在同一单元中记录128

[1] 清华大学工程物理系，多道脉冲幅度分析器原理，清华大学印刷厂，1972年。

种不同事件的计数。因为这只是把1024×1024种标码合并为8192种，降低了分辨能力。实际上只能在每个缓冲区单元所对应的128种标码中，优先记录其中最先出现的一种标码。这样，8192个缓冲区单元所记录的仍是1024×1024标码场中8192个计数率最高的事件。但是，如果每个缓冲区单元所对应的128种标码在标码场中密集在一起，而这些地方又正好全是计数率很高的区域时，将丢失大量的高几率事件。这是因为128个属于同一缓冲区单元的标码中，只能有一个被记录。因此，标码和缓冲区单元间的变换函数，应保证每单元所对应的128个标码不集中分布，而是近于随机的均匀分布于全标码场。能够实现这一点的变换称为"伪随机数学变换"1)[1]。

已经研究过很多种变换函数，目前认为整除多项式的变换方法，可以用简单硬件实现，最适合于核能谱数据的获取。下面简单地叙述以整除多项式作为变换函数时，标码的变换过程。

事件标码M是一组二进制代码，标码值的十进制值为$D(x)$，则

$$D(x)=a_d x^d+a_{d-1}x^{d-1}+\cdots\cdots a_2x^2+a_1x+a_0$$

式中x值为2，系数a_d，$a_{d-1}\cdots\cdots a_0$的值等于1或0，多项式的阶为d，d等于标码的位数减1。另外，在存储单元数为2^t时，设t阶多项式

$$T(x)=b_tx^t+b_{t-1}x^{t-1}+\cdots\cdots b_0$$

两个多项式相除，以商和余数来表示$D(x)$：

$$D(x)=Q'(x)T(x)+R'(x)$$

其中$Q'(x)$是商，$R'(x)$是余数。以余数作为标码的变换结果。$R'(x)$的阶次小于t，对于不同的$D(x)$，$R'(x)$的值有2^t种。在上述变换中，对于阶次小于t的标码，余数$R'(x)=D(x)$，即不进行变换。为了避免这个缺点，在整除之前给$D(x)$乘以$S(x)=x^s$，而且$S\geqslant t$，得到新的标码值$M(x)$：

$$\begin{aligned}M(x)&=S(x)D(x)\\&=C_dx^{s+d}+C_{d-1}x^{s+d-1}+\cdots\cdots C_1x^{s+1}+C_0x^s\end{aligned}$$

将$M(x)$除以$T(x)$

$$M(x)=Q(x)T(x)+R(x)$$

余数$R(x)$即变换所得的伪随机地址。$R(x)$码仍然不超过2^t种，可以作为单元数为2^t的存储区的地址。当多项式$T(x)$选择合适时，产生同一余数$R(x)$的标码值$D(x)$在标码场中的分布是类似于随机的。

在用伪随机变换进行存储时，事件标码M先变换成余数$R(x)$，由$R(x)$即可直接选址存储。为了避免同一$R(x)$的各种标码都存入$R(x)$所选道，还要利用联合存储的办法，在某一$R(x)$第一次出现时同时存入其原标码M。以后再有新事件要存入$R(x)$道时，需先检出$R(x)$道原存标码与新事件标码比较，同者存入，异者舍弃。所以伪随机变换的存储时间是伪随机变换时间加上直接选址存储时间和进行一次检索比较的时间。前二者较短，大致是进行一次检索比较的时间。比联合存储快多了。

表14-4-2给出了一个双参数标码场2^{10}种标码的变换实例，两个坐标分别是标码M的高位和低位值(即标码场的两个坐标)，而表中的数值是用多项式$T(x)=x^5+x^4+x^2+1$整

1) 伪随机数字变换：pseudo-random digital Transformation

[1] B. Souček: *nucl. Instr. & meth.* 66 p202(1968).

表14-4-2　伪随机变换一例（事件标码$x \cdot y=1024$种，存储器单元32个，只画出了第1、2、30三存储单元对应的标码位置）

y＼x	00	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
00																		1								2				30		
01																					1				30				2			
02																				2				30				1				
03																			30				2								1	
04						1				30				2																		
05	1								2				30																			
06				30				2								1																
07			2				30				1																					
08			1								2				30																	
09								1				30				2																
10	2				30				1																							
11		30				2								1																		
12																							1				30				2	
13																				1								2				30
14																	30				2								1			
15																		2				30				1						
16	30				2								1																			
17		2				30				1																						
18							1				30				2																	
19				1								2				30																
20																	2				30				1							
21																		30				2								1		
22																			1								2				30	
23																								1				30				2
24																				30				2								1
25																			2				30				1					
26																						1				30				2		
27																	1								2				30			
28				2				30				1																				
29			30				2								1																	
30		1								2				30																		
31					1				30				2																			

除变换而得的余数$R(x)$，也就是变换所得的存储区地址码的值。地址码共有32种，为0—31。表中只画出了地址码1、2和30的分布。由表可以看出，和同一缓冲区单元相应的标码值在标码场中的分布是类似于随机的。

伪随机变换可以采用硬件，也可以采用程序来实现。用计算机模拟和实际用于多参数谱的测量都说明，用伪随机变换方法进行多参数谱的获取能够得到比较满意的效果。

通过伪随机变换不需要检索标码缓冲区就可以立即得到存储地址，因而获取速度比较快。

以上我们对多参数谱的获取方法作了简要的介绍，除了上述三种方法之外，在这些方

法的基础上还可以派生出其它不同的方法。例如，数字窗获取方法，即以数字窗选取标码场中的一部分进行获取。块选联合存储和块选伪随机变换，可以在联合存储或伪随机变换的基础上进一步提高存储器的利用率。

第五节 CAMAC系统

在以计算机为核心的自动化测量与控制系统中，实现各种测量与控制功能的仪器插件(数字功能插件，如ADC、各种计数器和外部设备驱动电路等等)要通过接口电路与计算机的I/O总线联接起来。利用接口在计算机和功能插件之间传送数据和控制信息。功能插件的种类和计算机型号不同时，接口电路是不一样的。在插件的数量和种类很多的大规模实验系统中，或是在希望经常更换功能插件以完成不同的实验目标的情况下，接口种类的烦杂给用户和生产者都造成很大的困难。因此，需要对接口实现标准化。也就是在这样的背景下产生了CAMAC系统[1]。

14.5.1 CAMAC概述

CAMAC一词可以理解为是英文“计算机自动测量与控制”(Computer Automated Measurement And Control)的缩写形式。但就实质而言，CAMAC是一种标准的插件式计算机接口系统的代号，或者说CAMAC是一种计算机和其它在线联接的设备之间交换数据和信息的硬件和软件标准。按照CAMAC标准设计制造的系统称为CAMAC系统。

CAMAC对于功能插件、机箱的几何尺寸和机械结构作了标准化的规定。CAMAC机箱的宽度与NIM机箱的宽度相同，也是19英寸。每个机箱分为25个单位宽度，最多可插入25个CAMAC插件。CAMAC插件的宽度是单位宽度的整数倍。在机箱的后部有25个86芯插座，每个插座位置被赋予一个号码，称为站号。自前面板看过去，最左边是第一站，最右边是第25站。当CAMAC插件插入机箱时通过插件后部的插头与插座连接起来，该插件也被指定了相应的站号。通常，在机箱的第1至第23站插入功能插件，第24和第25站插入一个双单位宽度的机箱控制器插件。机箱控制器用来控制机箱内各功能插件的动作。

机箱控制器有下列四种：

U型控制器——CAMAC机箱与计算机直接联接时使用的控制器，因计算机型号而异。

A型控制器——CAMAC机箱经CAMAC分支驱动器与计算机相联时的控制器，所以A型控制器是和计算机型号无关的，分支驱动器则因计算机型号而异。A型控制器用于并联多机箱系统。

L型控制器——用于串联多机箱系统，也与计算机型号无关。经过串行驱动器与计算机相联。

自治机箱控制器——CAMAC机箱不和外部计算机联接，CAMAC机箱在自治机箱控制器的控制下独立工作。控制器中包含有程序控制器或微处理机。

CAMAC机箱中使用的直流电源也是标准的。电源总线与每个插座相连，为每个插件

[1] 王铨、丁[illegible]等译，CAMAC电子数字计算机的标准接口系统，原子能出版社，1982年。

提供电源。电源种类有±6V和±24V，考虑到NIM插件的需要，可增加±12V、+200V和交流117V。在没有强制风冷时，全机箱功耗应小于200W，每个插件仅能消耗8W（强制风冷时可增至25W）。电源的种类及要求见表14-5-1。

表14-5-1　CAMAC电源的标准

标准电压 (V)	允许变化 (%)	最大负载电流 (A) 一个插件	最大负载电流 (A) 一个机箱
+24	±1.0	1	6
+6	±2.5	2	25
−6	±2.5	2	25
−24	±1.0	1	6

CAMAC标准最主要的内容是对插件之间以及插件和计算机之间的信息传送方式作出了标准化的规定。图14-5-1以CAMAC分支系统为例画出了CAMAC系统的结构。在机箱中各功能插件通过标准的机箱数据总线[1]（简称机箱总线）和机箱控制器交换数据和控制信息。机箱总线是一组标准的信号传输线，数据码和控制插件操作的CAMAC指令码都在机箱总线上传送。若干个机箱通过机箱控制器与分支总线[2]相联。分支总线也是一组标准的信号传输线，它通过分支驱动器与计算机的I/O总线相联。

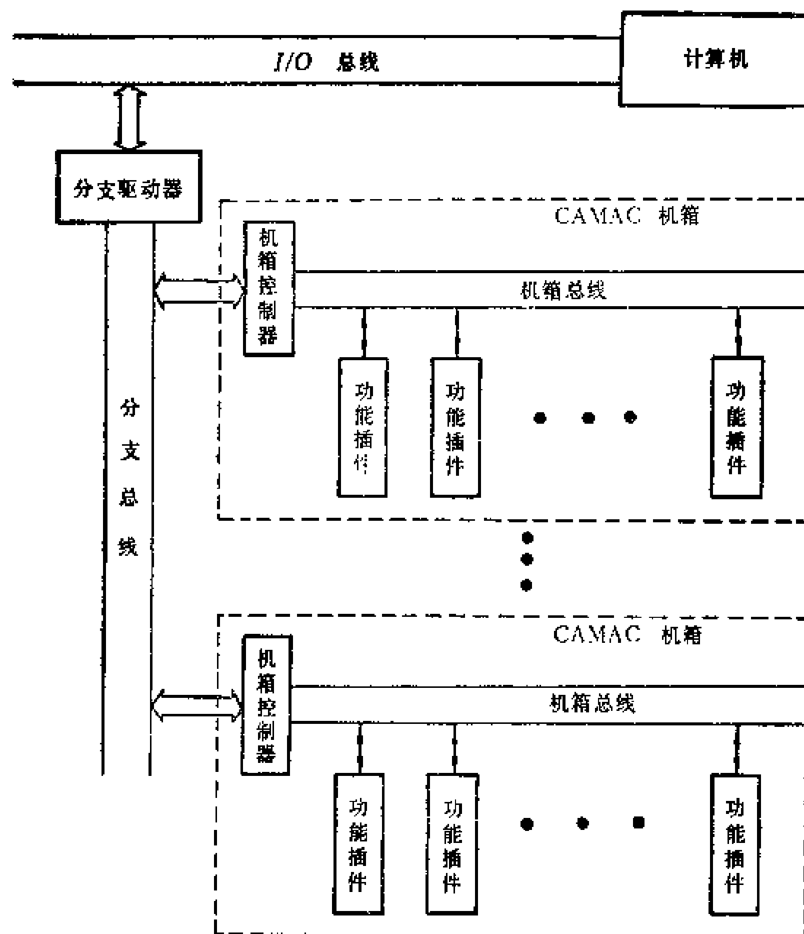


图14-5-1　CAMAC分支系统的结构

1）机箱数据总线：Data way

2）分支总线：Branch high way

在CAMAC标准中，对于分支总线、机箱总线、机箱控制器的电路以及机箱总线对功能插件的要求都作了详尽的规定。不同厂家生产的各种功能插件，只要符合CAMAC标准都可以插入CAMAC机箱中和机箱总线联系起来。这样，就可以很方便地改变功能插件的组合以建立各种测量和控制系统，大大提高了灵活性和互换性。此外，在硬件标准化的基础上有可能实现软件的标准化。在图14-5-1的系统中，只有分支驱动器是非标准设备，它是分支总线与计算机的接口，与计算机的型号有关。当换用不同型号的计算机时，只需更换分支驱动器，而由分支总线开始的CAMAC机箱系统不需要变动。

CAMAC系统加上ADC功能插件和CRT显示驱动器，就可以组成计算机多道分析系统。但是，CAMAC系统更适于大型高能物理实验和大规模生产现场控制，因为在这些情况下数据量大，数据源分散在很大的空间范围，在实验任务或生产任务变化时，能够由更换功能插件来适应的CAMAC系统，比专用系统显然方便、经济。

14.5.2 CAMAC机箱总线与CAMAC指令

在机箱里有25个86芯插座，每个插座占据一个站号。第1—24站称为普通站，第25站称为控制站。机箱控制器占用第24、25站，即控制站和一个普通站。在各站的插座之间有很多信号线把插座的接点联接起来，这些信号线称为机箱总线。

机箱总线中信号线的联接方式有两种：一种是把各站的插座中同一编号的接点并联起来，这样的信号线称为总线；另一种线把普通站的一个接点与控制站的另一个接点联起来，这种联线称为专用线(图14-5-2)。在每根总线或专用线上传送一种信息，因而每根信号线都有其固定的功用。

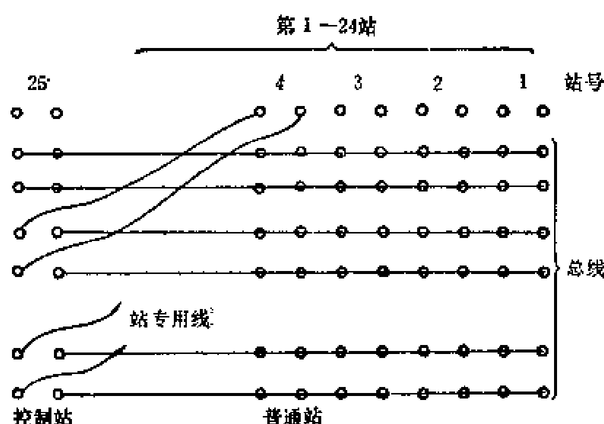


图14-5-2 CAMAC机箱后视图的机箱总线

机箱总线用来在控制站和普通站之间传送控制信息和数据。在CAMAC系统中，功能插件的动作一般都是在计算机控制之下进行的。由计算机发出受控插件的地址码（受控插件的机箱号、站号及插件中的局部地址）和在该插件中执行指定操作的功能码。这些决定插件地址和操作功能的信息码称为CAMAC指令。机箱控制器接收到CAMAC指令之后，在机箱总线上发出地址信息和控制信息。被寻址的插件接收这些信息，并完成操作码指定的某种动作。当插件向计算机传送数据时，数据首先由机箱总线并行地传送到机箱控制器，再经分支总线传送到计算机。反之，如果计算机要把数据传送至插件时，数据经机箱控制器加到机箱总线上，再送到被选址的插件中。因此，机箱控制器恰似机箱内各功能插件与计算机通讯的“中继站”，而机箱总线是各功能插件与机箱控制器之间的信息传送通道。

机箱总线中的信号线按其传送信号的种类可分为CAMAC指令线、数据总线、公共控制信号线和状态信息线四组。

1. CAMAC指令线

被寻址的机箱控制器接收的CAMAC指令码是一组二进制编码，其中包括：

五位二进制站号码 $N1$、$N2$、$N4$、$N8$、$N16$，经机箱控制器译码后指定受控插件的站号$N(i)$。

四位子地址码$A1$、$A2$、$A4$、$A8$用来指定受控插件内部执行操作的局部地址。

五位功能码$F1$、$F2$、$F4$、$F8$、$F16$，决定32种类型的操作功能。

在执行一条 CAMAC 指令时，机箱控制器把 CAMAC 指令信息加到机箱总线中的CAMAC指令线上，在机箱内寻址，并完成一次CAMAC功能操作。机箱总线中的CAMAC指令线包括以下几种信号线：

站号线$N(i)$：每个普通站都有一根专用站号线联至控制站。机箱控制器中的站号译码器的输出信号分别加到各个站号线上。当CAMAC指令中的五位站号码的值为$N(i)$时，站号线$N(i)$上出现"1"电平，机箱中的第i站被寻址。

子地址线$A1$、$A2$、$A4$、$A8$：机箱总线中有四根子地址总线，传送四位二进制的子地址码。四位子地址码代表了16个子地址信息$A(0)$—$A(15)$。由于是总线结构，子地址码加到所有插件上。但是在站号线的配合下，只有被寻址的站 $N(i)$ 才能接收子地址码。子地址码在插件中译码之后对插件中的16个局部地址寻址，在该局部地址执行操作。

CAMAC功能码线 $F1$、$F2$、$F4$、$F8$、$F16$：功能码线是五条总线。机箱控制器发出的五位二进制功能码由被寻址插件接收后，决定操作的内容。功能码代表了 32 种操作功能。操作功能分为数据传送操作和无数据传送操作两类。数据传送操作有读操作和写操作。读操作的功能码是 $F(0)$—$F(7)$，其含义是把功能插件中的某个数据经由机箱总线传送到机箱控制器。例如 $F(0)$是读第一组寄存器的数据，$F(1)$ 是读第二组寄存器的数据，$F(3)$ 是读第一组寄存器中数据的补码等等。这里，第一组和第二组寄存器是位于插件中同一子地址的两个寄存器。写操作的功能码是 $F(16)$—$F(23)$，与读操作相反，它把数据送入功能插件中。例如 $F(16)$ 是改写第一组寄存器，$F(17)$ 是改写第二组寄存器，$F(18)$ 是选择置位第 1 组寄存器等等。无数据传送操作在机箱控制器和功能插件之间传送控制信息，用来控制插件执行某些特定的动作或检测插件目前处于何种工作状态。例如 $F(8)$ 用于测试被寻址插件中有无中断服务请求。$F(9)$ 为清除第一组寄存器，$F(24)$ 用来阻止插件中预先规定的某一种动作或屏蔽某种信息。$F(27)$ 用于测试插件中预先规定的某个特征触发器现在处于什么状态。

总之，在机箱总线中的CAMAC指令线上传送 CAMAC 指令信息 $(N)(A)(F)$。(N) (A)指定操作地址，(F)指定操作功能。计算机就是靠不断地向各个机箱发出 CAMAC 指令来控制各个插件，以完成实验系统所需要的各种动作。

2. 数据总线

机箱总线中包括有48根数据总线。其中24根称为读线，另外24根称为写线。数据总线用于在机箱控制器和功能插件之间传送数据。每个数据的字长是24位。读线（$R1$—$R24$）用于由插件中取出数据。当执行一条 CAMAC 读指令时，被寻址的寄存器把数据发送至$R1$—$R24$上($R24$传送数据字的最高位，$R1$ 传送数据字的最低位)，并行传送至机箱中的第24站的插座上，进入机箱控制器。写线($W1$—$W24$) 用于向插件中送数。在执行CAMAC写指令时，数据经机箱控制器送至W线上（$W24$传送数据最高位，$W1$传送最低位），由被寻址的插件接收。需要指出的是，R、W 线都是总线结构。因此，各插件的数据输出端都是采用"线或"方式并联至R 线上，而W线和所有的插件的数据接收端联在一起。当执行

CAMAC指令时，只有被NA寻址的寄存器向R线上发送数据或由W线上接收数据。

3． **机箱总线中的状态信息**

每个普通站都有一根“请求注意”线（$L1$—$L24$）联到控制站。请求注意线是24根专用线。当某个插件要求计算机为它服务时，就在相应的L线发出一个请求注意信号LAM[1]并由机箱控制器接收。如果计算机批准此请求，则转入相应的服务处理。

机箱总线中还有三条总线用来传送插件中的状态信息。它们是响应(Q)、忙(B)、指令接受(X)。在CAMAC指令操作期间，被寻址插件可以在Q线上发出一个Q信号以表示该插件的某种特征状态。例如，当控制器发出一条$N(i)A(j)F(8)$指令时，其功能是检测i插件中是否存在有第j个L请求。如果有L请求则i插件在Q响应线上发出$Q=1$信号，控制器在接收到$Q=1$后即可判知存在有L请求。由控制器发出的忙信号$B=1$指示机箱总线现正在被占用。由被寻址插件发出的指令接受信号$X=1$表明被寻址插件能够执行该指令。当出现故障时或者由于某种原因被寻址插件不能执行该指令时，就在X线上发出0信号，控制器接收$X=0$后转入相应的处理。

4． **公共控制信号线**

机箱总线中有三条总线用来传送启动信号(Z)、清除信号(C)和禁止信号(I)。这些信号分别由控制器发出，所有在线的插件接收并执行三种规定的功能。当机箱控制器发出$Z=1$信号时，所有插件中的寄存器都变成设计规定的初始状态，所有的L请求也被阻止。一般在CAMAC系统开机之后，首先进行一次启动操作，使各部件都处于初始状态。当控制器发出$C=1$信号时，与C线相联的所有寄存器或触发器复位。当控制器发出$I=1$信号时，可以阻止由插件设计者规定的某些动作。

由上述可知，机箱内部各插件的操作都是在机箱控制器控制之下进行的。机箱控制器通过机箱总线向功能插件发布操作命令(CAMAC指令或公共操作命令)，插件由机箱总线接收和执行这些命令。在控制器和各插件之间进行数据交换时，数据也通过机箱总线传送。因而机箱总线是插件和控制器之间传送全部信息的通道。CAMAC标准对机箱总线的规定是CAMAC系统硬件标准化的基础。CAMAC不仅对机箱总线的构成和功能作了规定，对于机箱总线上信号传送的时间关系和信号电平标准也作了规定。这就保证了各种功能插件之间有很好的互换性。

14.5.3 CAMAC多机箱系统

构成CAMAC系统的机箱数量可以根据实际需要选择。例如，一、二个机箱可以构成一个多道脉冲分析器，而要组成一个多丝室测量系统可能需要几十个机箱。各机箱之间的联接方式基本上有两种：即并行方式和串行方式。采用并行方式构成的系统称为分支系统，采用串行方式构成的系统称为串行系统。

1． **CAMAC分支系统**

图14-5-1就是CAMAC分支系统的示意图。在分支系统中设立一条分支总线，一端通过分支驱动器与计算机I/O总线联接，另一端与各机箱控制器联接。分支总线的结构和机箱控制器的电路都是标准化的。分支系统中使用的标准机箱控制器称为A-1型机箱控制器。

1) LAM: Look At Me

与机箱总线相似，分支总线也是由CAMAC指令线、数据总线、状态信息等很多根信号线构成的。各 A-1 型机箱控制器的信息输入端和输出端都并联在分支总线中的相应信号线上。由分支总线输出的信息传送到所有在线机箱控制器的输入端，但是只有被寻址的机箱接收这些信息。各机箱控制器的输出端采用“线或”的方式并联到分支总线的相应信号线上，因而由机箱发送到分支总线上的信息是各机箱输出信号的逻辑和。图14-5-3中画出了计算机I/O总线、分支总线和机箱总线之间的信息传递关系。由图中可以看出，分支系统执行一次CAMAC操作时，首先，计算机把CAMAC指令信息由I/O总线中的数据总线传送至分支驱动器，存放在分支驱动器的CAMAC指令寄存器中。指令信息中的 7 位机箱码BCR1—BCR7通过 7 条专用线（机箱号线）指定参加操作的机箱号。因而每个CAMAC分支总线最多可以联接 7 个机箱。CAMAC指令的其它内容（站号、子地址和功能码）由分支总线中的分支站号线(BN)、分支子地址线（BA）和分支功能码线（BF）送入机箱控制器，在机箱控制器中转化为相应的机箱总线信息(N)(A)(F)。如果 CAMAC 指令是一个数据传送指令，其数据传送过程如下：读操作时，在指令执行过程中，插件的数据由R1—R24线经BRW1—BRW24 进入分支驱动器的数据暂存寄存器中。在 CAMAC 指令执行完毕之后，由计算机把数据读入内存。写操作时，首先由计算机把数据写在分支驱动器

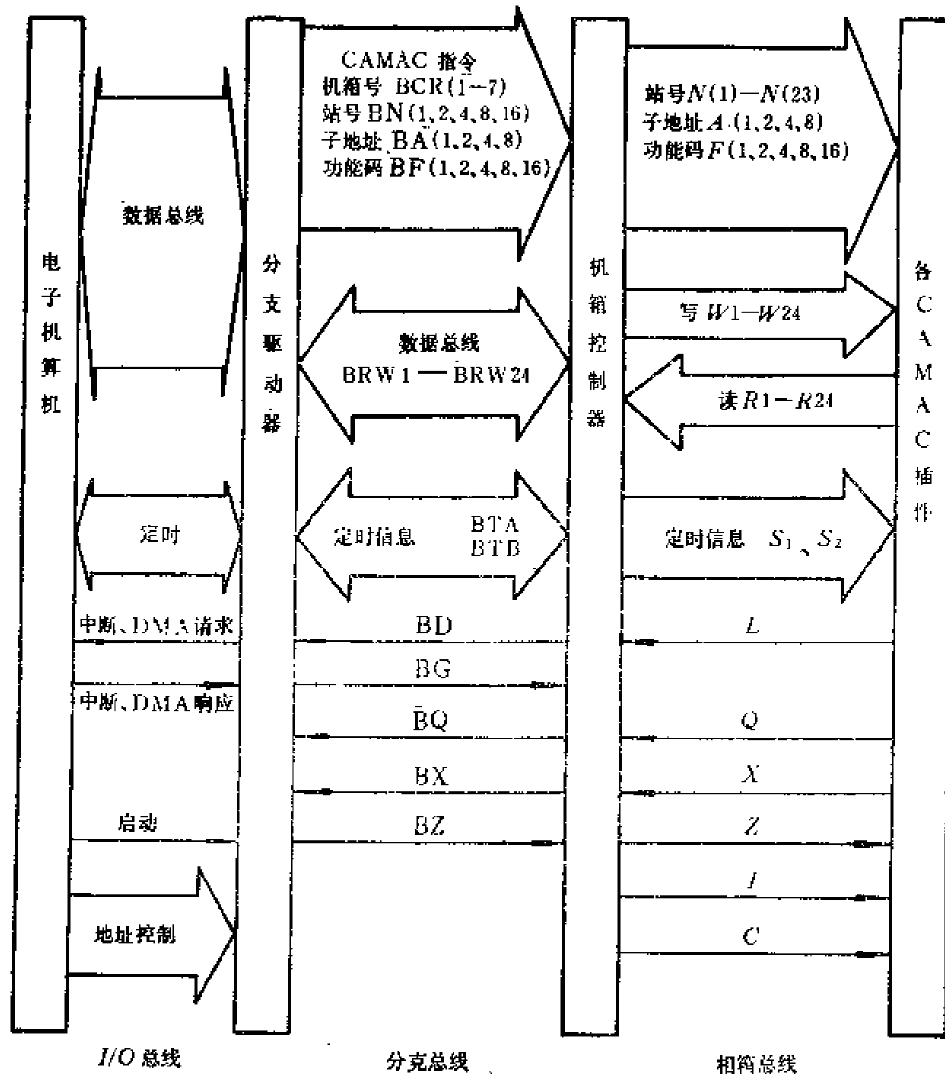


图14-5-3 计算机I/O总线、分支总线和机箱线之间的信息传递关系

的数据暂存寄存器中，然后再传送并执行CAMAC指令，在指令执行过程中经过BRW1—BRW24、W1—W24 把数据写在功能插件中。BRW 线是24根双向数据传输线，读或写的数据都在同一组数据母线上双向传送。BD是机箱中各站L信号的逻辑和，各机箱中任何一站产生$L=1$信号皆给出$BD=1$传送至分支驱动器，提出中断请求。BG是分支驱动器产生的使机箱控制器发出L分级状态的信号。在BG作用时，L的状态经数据线送到分支驱动器，可以从中找出LAM源所在站或子地址。

总线上的定时信号用来协调总线上各种信号的时间关系。由于采用并行方式传送各位信息，总线操作的速度比较快。每执行一条 CAMAC 指令的时间约需1.2μs，最高数据传输速度可达70万字/秒。

分支系统的主要优点是数据传输速度快，主要缺点是分支总线的长度不能太长，一般不超过几十米。虽然采用平衡传输方式后，分支总线的长度可以延长到1公里，但随着长度增加总线的费用将大大提高。因而分支系统主要适用于各机箱距离比较近，而且要求高速传送信息时的情况。

2. **CAMAC串行系统**

在串行系统中，各个机箱用串行总线联接起来，构成一个闭合环路（如图14-5-4所示）。每个环路中最多容纳62个机箱。串行总线中的任何一段可以利用电报、电话线路、微波通讯电路或卫星通讯电路，因而各机箱之间的距离不受限制。采用串行系统可以把各个实验中心甚至不同地区的实验设备联系起来组成一个实验网络系统。

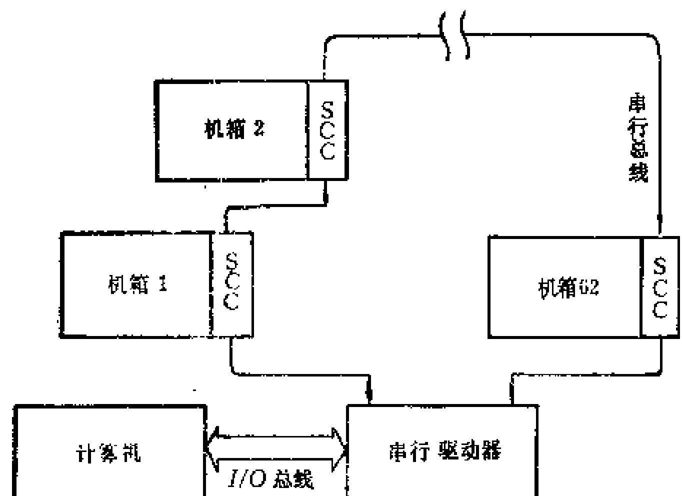


图14-5-4 CAMAC串行系统示意图
(SCC: Serial crate controller)

串行系统的基本特点是，各种信息以串行码的方式在总线上传送，从而大大减少了总线中信号线的数量，以便有可能利用商业通讯线路进行长距离传送。信息在串行总线上传送的方式有两种：即位串方式和字节串方式。在位串方式中，串行总线由二对平衡传输线组成(图14-5-5)。一对传输线上传送信息（包括CAMAC指令、数据、控制信息和回答信

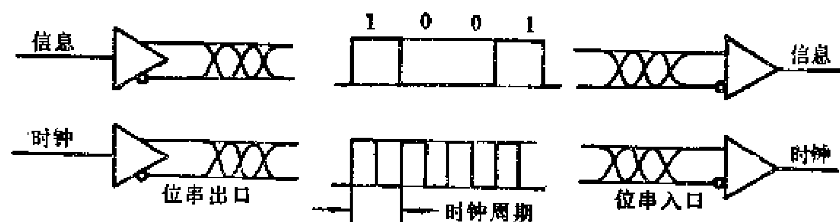


图14-5-5 串行总线信息的位串传输方式

息)，另一对线上传送同步时钟信号。在每个时钟周期时间内传送一位信息。这样，在串行总线上按时间顺序形成一个串行信息流。这个信息流由串行驱动器的出口出发在串行总线上传播，顺次经过每个在线机箱又回到驱动器的入口，形成一个闭合环路。采用字节串传输方式时，串行总线由一对时钟传输线和8对信息传输线组成。每个时钟周期时间内传送一个字节信息(每个字节由8位二进制信息组成，每对信息线上传送一位二进制信息)。字节传输方式提高了信息传送速度，但要占用更多的通讯线路。

串行系统工作时，由驱动器把编成标准格式的电文（包括CAMAC指令和数据）发送到串行总线上，这个电文从第一号机箱开始顺次通过各个机箱控制器，最后回到驱动器入口。在电文传送过程中每个机箱判断是否符合该电文的寻址，否则就继续转发这个电文，一直到达被寻址机箱时，就把电文接收下来，并启动一次相应的机箱总线周期执行这个命令。完成之后把执行结果编成一帧回答电文插入到信息流中。

当机箱中出现中断请求时，机箱控制器编制一帧请求电文，在相应的时机插入到串行信息流中，回到驱动器入口之后向计算机提出中断请求。这样，在串行总线上传送着由命令电文、回答电文和请求电文以一定顺序组合而成的串行信息流。

CAMAC串行系统具有机箱多、距离远和抗干扰性强的优点。多用于大型加速器控制、各种工业过程控制（或数据获取）和处理系统，也用于构成大型实验网络系统。CAMAC串行系统的主要缺点是数据传送速度慢，这是由于在串行总线上信息是以串行码的方式传送的。CAMAC规范规定串行码传送的时钟频率最高为5MHz。系统内包含的机箱越多，机箱距离越远，能采用的时钟频率越低，传输速度越慢。

3. CAMAC混合系统

除了分支系统和串行系统两种基本方式之外，还有其它一些组成CAMAC系统的方法。在串行系统中间插入一个分支系统或者在分支系统中引入一个串行系统可以构成混合式系统。这种混合式系统兼有串行系统和分支系统的优点，可以适应不同的实验要求。图14-5-6是一个混合式系统的示意图。图中的主系统是一个分支系统，在第一个机箱中通过一个扩展串行驱动器插件（EBSD）创立一条串行总线。串行总线联接62个机箱，使用标

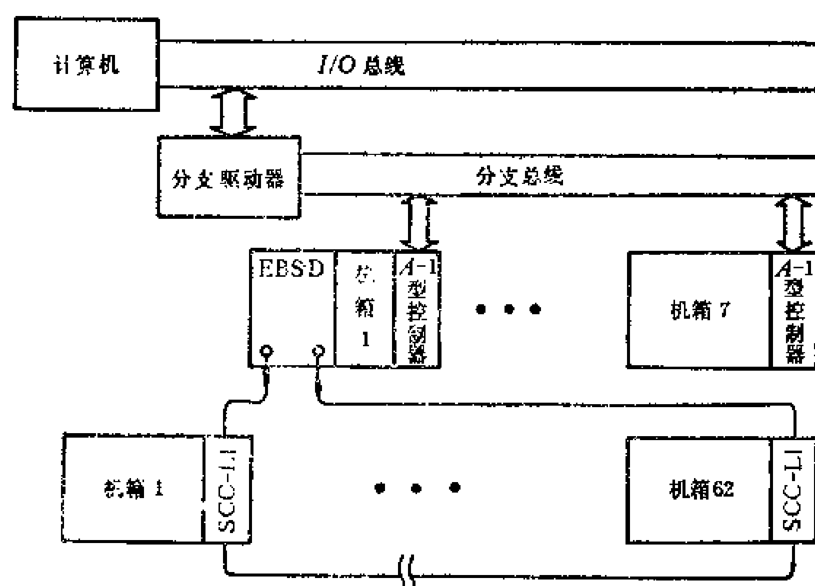


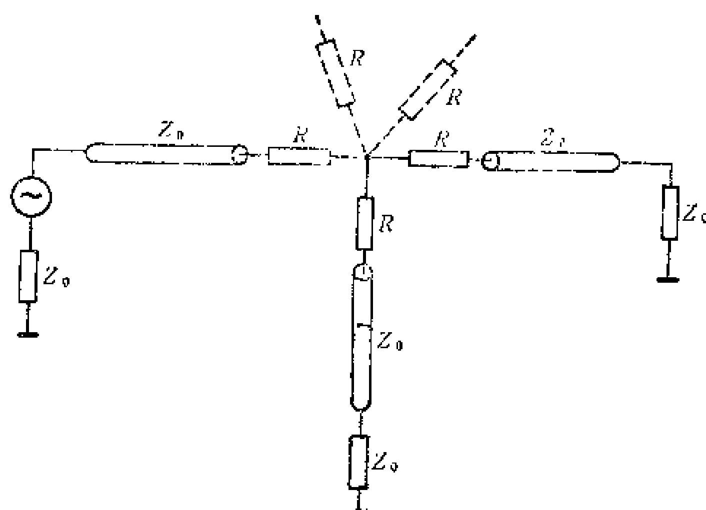
图14-5-6 CAMAC混合系统示意图

准的SCC-L1型串行机箱控制器。系统中要求快速响应和快速处理的工作由并行机箱完成，实时性不强的工作由串行机箱完成。

在CAMAC系统中引入微处理机可以构成分布式处理系统。微处理机可以装在机箱控制器中，或者作成微型计算机插件插入机箱中。系统中的局部性工作（局部性数据的获取和处理，局部设备的控制等）在微处理机的控制下进行，而全局性的工作或复杂的数据处理由系统中的主计算机进行。这样可以降低总线上的数据传输率，各局部设备可以进行并行的同时性操作，实现局部设备的闭环控制，也提高了整个系统的可靠性。

4. CAMAC软件[1]

CAMAC软件是CAMAC标准的组成部分。由于CAMAC本身是一种标准接口，因而其软件主要决定于所使用的计算机及其主语言。所谓CAMAC语言也只能是一种中间语言或派生语言。1975年ESONE公布的CAMAC语言IML，就是Intermediat Language的缩写。实际上，将CAMAC操作写成子程序，由计算机的主语言（BASIC或FORTRAN）调用是比较方便的。这种子程序可以用汇编语言编写，执行速度快。



附图1　电缆分支节点的阻抗匹配

附录一　电缆分支节点的阻抗匹配

在时间分析系统中，有时要把信号从一条电缆送到几条分支电缆中去，在分支节点需引入星形网络进行阻抗匹配。如附图1所示，在各分支电缆特性阻抗相同时，星形网络的所有电阻应取同样数值。设节点上共有 n 条支路，每条支路终端都接有匹配电阻 Z_0，则从任一端送入信号通过节点传到各分支终端时，匹配条件为

$$\frac{R+Z_0}{n-1}+R=Z_0$$

得

$$R=\frac{n-2}{n}Z_0$$

在 $n=2$ 时，$R=0$，即为无分支情况。在 $n=3$ 时，$R=Z_0/3$，即图10-1-12情况。如果其中一条支路为纯电阻，则其阻值应为 $R+Z_0$；在 $n=3$ 时为 $4Z_0/3$。

传到其余 $n-1$ 个终端的信号幅度则为输入端信号幅度的 $1/(n-1)$，在 $n=3$ 时为 $1/2$。

附录二　谱数据二阶多项式5点平滑公式（14.3.1式、14.3.2式的推导）

设拟合函数为二阶多项式

$$\bar{n}_j=a_0+a_1j+a_2j^2$$

[1] 袁步元，核仪器，第9卷，165，1980年。

利用最小二乘法求系数 a_0、a_1、a_2。在 5 点范围内作对称拟合时，即令中间一点对应于 $j=0$ 时，下式应有最小值

$$R=\sum_{j=-2}^{2}(a_0+a_1 j+a_2 j^2-n_j)^2$$

由

$$\begin{cases} \dfrac{\partial R}{\partial a_0}=2\sum\limits_{j=-2}^{2}(a_0+a_1 j+a_2 j^2-n_j)=0 \\ \dfrac{\partial R}{\partial a_1}=2\sum\limits_{j=-2}^{2}(a_0+a_1 j+a_2 j^2-n_j)j=0 \\ \dfrac{\partial R}{\partial a_2}=2\sum\limits_{j=-2}^{2}(a_0+a_1 j+a_2 j^2-n_j)j^2=0 \end{cases}$$

得

$$\begin{cases} 5a_0+10a_2=n_{-2}+n_{-1}+n_0+n_1+n_2 \\ 10a_1=-2n_{-2}-n_{-1}+n_1+n_2 \\ 10a_0+34a_2=4n_{-2}-n_{-1}+n_1+4n_2 \end{cases}$$

解方程得

$$a_0=\frac{1}{35}(-3n_{-2}+12n_{-1}+17n_0+12n_1-3n_{-2})$$

$$a_1=\frac{1}{10}(-2n_{-2}-n_{-1}+n_1+2n_2)$$

$$a_2=\frac{1}{7}\left(n_{-2}-\frac{1}{2}n_{-1}-n_0-\frac{1}{2}n_1-n_2\right)$$

拟合曲线中间一点($j=0$)的数值及其一阶、二阶导数为

$$\bar{n}_0=a_0$$
$$\bar{n}'_0=a_1$$
$$\bar{n}''_0=2a_2$$

在进行谱平滑时，第 i 道平滑后的数据就是以第 i 道作为中点计算出的结果，所以

$$\bar{n}_i=\frac{1}{35}(-3n_{i-2}+12n_{i-1}+17n_i+12n_{i+1}-3n_{i+2})$$

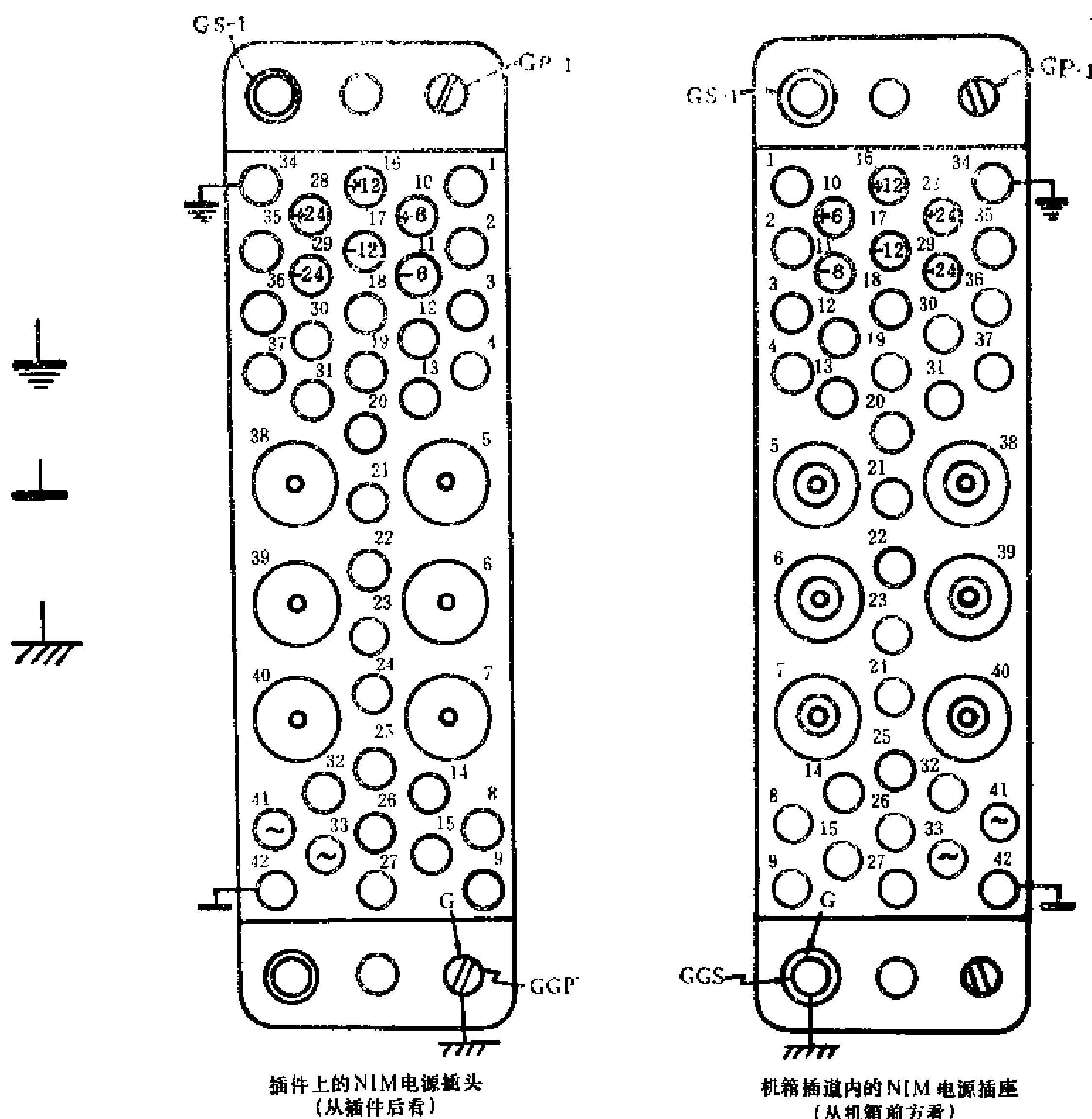
$$\bar{n}'_i=\frac{1}{10}(-2n_{i-2}-n_{i-1}+n_{i+1}+2n_{i+2})$$

$$\bar{n}''_i=\frac{2}{7}\left(n_{i-2}-\frac{1}{2}n_{i-1}-n_i-\frac{1}{2}n_{i+1}+n_{i+2}\right)$$

附录三　常用的几项NIM标准

1. 机　　箱

机箱宽度为19英寸，可以装在EIA19英寸标准机架上（EIA——电子工业联合会）。每



附图2　NIM电源的插头、插座

GP-1：导销　　GS-1：导孔
GGP：机箱地线导销　　GGS：机箱地线导孔
(机箱地线可接建筑物地线，但不得用作交流电源回路)

a)　电源插孔　(+24)28——+24V　(+12)16——+12V
(−24)29——−24V　(−12)17——−12V
(+6)10——+6V
(−6)11——−6V
(~)33——110V交流火线
(~)41——117V交流中线
⏚34——电源地回路
⊥42——优质地线。用于传送零电位基准。不得向优质地线送入1mA 以上的恒定电流或 100μA 以上的脉冲交变电流。
⏚ ——和机箱外壳联接的地线。

b)保留插孔　④ ⑫ ⑮ ⑲ ㉒ ㉓ ㉔ ㉕
由 NIM 委员会以后指定用途，在未指定前不得使用。

c)备用插孔　③ ⑨ ⑬ ⑭ ⑱ ⑳ ㉑ ㉖ ㉗ ㉚ ㉛ ㊲ ㉜
可由用户用来在插件间传送逻辑信号或电平，但需自行连接箱体各插道插座的上述引线。

d)同轴接头　⑤ ⑥ ⑦ ㊳ ㊴ ㊵
用户用来传送模拟信号

e)±3V和+200V电源　①——+3V　②——−3V　⑧——+200V
一般NIM机箱不提供此电源。用户可利用此插孔将自备±3V和+200V电源送到各件。

f)　逻辑控制信号
㉟——复位，向各插件送复位逻辑信号。
㊱——机箱门，向各插件送禁止信号。

为了减少干扰，机箱插座各插孔中，除同轴插座外，传送电平变化速度不应大于 30V/μs。实际生产的机箱，常只有a)中所述的12个插孔可供使用。所以各插件常在后面板上方另装插头座进行信号传送，无一定标准。

个标准机箱有12个插道，可以容纳12个单插宽NIM插件，或6个双插宽插件，或总数不超过12个插宽的各种插件。也有些厂家生产少于12个插道的小型机箱，用于小型NIM式仪器。

一般机箱后部装有标准的NIM电源，各种电源输出线引到机箱各插道的电源插座，给各插件供电。也有的机箱不带电源，另外用插件式电源从机箱前面插入机箱，使各电源插座得到供电。插件电源要占据若干插道，功率也较小，适于插件不多的小系统。

2. 电源插头、插座

插件后面板下方装有电源插头，机箱每个插道内装有电源插座。其形状和插针插孔排列方式见附图2。此插头插座原设计装有多种信号线，称为插件-箱体联接器，实际上大都只用于电源供电。

3. NIM电源标准

a)电压调节范围　±24V、±12V：≥±0.5%

±6V：≥±2%

电压精确度

±24V、±12V：小于±0.05%

±6V：小于±0.1%

b)稳压特性　负载电流从零到满载，电网电压从额定值的88%变到110%，在上述条件综合作用下，可得出

i) 1分钟之内测量，输出电压变化不超过±0.1%。

ii) 24小时内测量（恒温，预热1小时后），输出电压变化不超过±0.3%。负载、电网电压和环境温度恒定，预热1小时后，6个月内电压漂移不超过±0.5%。

c)温度系数　环境温度在0—50℃范围内变化时，电压温度系数≤0.02%/℃。

d)输出阻抗　在100kHz以下的任何频率，输出阻抗≤0.3Ω。

e)恢复时间和通断瞬变　负载电流从额定值10%到100%的任何变化，电网电压在额定值88%到110%的任何变化，在100μs之内，±24V、±12V输出要恢复到稳态值的±0.1%以内；±6V输出要恢复到稳定值的±1%以内。电源通断时电压瞬变不超过20%。

f)噪声和纹波　用通带达50MHz的示波器测噪声和纹波的综合峰-峰值：

±24V，±12V：≤3mV

±6V：≤6mV

g)输出电流　以V型6V/12V/24V电源为例，说明不同输出电压下的输出电流：

±24V	0—1A
+12V	0—3A
−12V	0—2A
±6V	0—5A
~117V	0—0.5A

V-L型电源总输出功率不超过72W

V-H型电源总输出功率不超过96W

NIM电源有多种规格，使用时注意阅读产品说明书。另外，过热、过压、过流保护也各有不同限额。

4 对插件用电的要求

a) 插件应在下列电源电压下正常工作：

±24V	±0.7%
±12V	±1%
±6V	±3%

b) 任一条电源母线或全部电源母线上有220mV（负载为50Ω时）瞬变电压时，插件应能正常工作。个别插件不得在电源母线上产生大于±20mV的瞬变电压。

c) 插件的面板上要标明所用电源电压种类、消耗的电流和总功率。